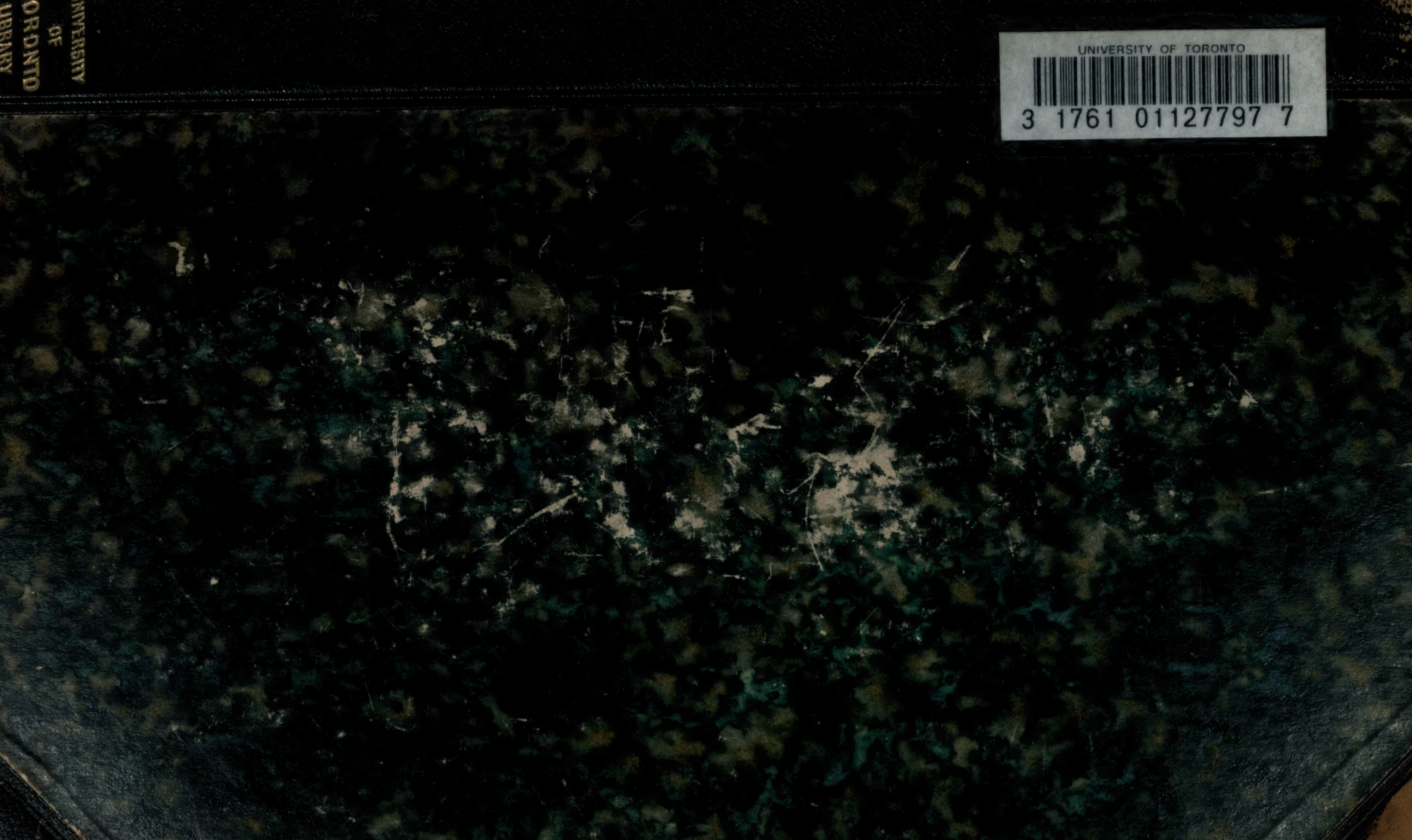
UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY

UNIVERSITY OF TORONTO
3 1761 01127797 7



Physics
D

Lehrbuch

der

kosmischen Physik

von

Dr. Svante August Arrhenius
Professor der Physik an der Hochschule Stockholm.

Erster Teil

Mit 166 Abbildungen im Text und 2 Tafeln.

60708
18/9/03

Leipzig
Verlag von S. Hirzel
1903.

Das Recht der Uebersetzung ist vorbehalten.

QC
806
A77
t.1

Vorwort.

Wenige Zweige der Wissenschaft haben in der jüngsten Zeit so grosse Fortschritte gemacht, wie die kosmische Physik. Dies beruht wohl in erster Linie auf dem alleinstehenden Fleiss, mit welchem in den letzten Jahrzehnten Thatsachenmaterial gesammelt worden ist, wodurch unsere Kenntnisse in höchstem Grade bereichert und unsere Ansichten in vielen Fällen befestigt, in anderen aber bedeutend verändert worden sind. Es giebt beinahe keine einzige Abteilung dieser so ausserordentlich vielseitigen Wissenschaft, welche nicht in dieser Hinsicht gerade jetzt eine Blüteperiode durchlebt.

Andererseits hat die theoretische Physik, ebenso wie die damit verwandte Chemie, ähnliche Stadien von einer kräftigen Entwickelung durchgemacht, wodurch neue Gesichtspunkte zur Verwertung des Beobachtungsmaterials gewonnen worden sind.

Unter solchen Umständen scheint es wohl erwünscht, eine Bearbeitung der kosmischen Physik zu erhalten, bei welcher die modernen Ansichten der rationellen Wissenschaften berücksichtigt werden.

Als die Verlagsfirma S. Hirzel mir den Auftrag gab, eine solche Bearbeitung auszuführen, habe ich denselben nur mit Zögern angenommen. Es ist ja so gut wie unmöglich, alle die verschiedenartigen Verwendungen der Physik und Chemie auf kosmische Gegenstände zu beherrschen. Da ich aber an der Hochschule zu Stockholm Vorlesungen über alle Teile der kosmischen Physik gehalten habe, fasste ich dieselben zusammen und revidierte und ergänzte sie. Dabei habe ich kräftige Unterstützung von mehreren befreundeten Fachgenossen erhalten, unter denen ich hier Dr. Ekholm und Dr. v. Euler nennen will.

Das Kapitel XI der Physik der Atmosphäre ist von Herrn J. W. Sandström in Stockholm geschrieben und von mir nur so weit umgeformt, dass es in den vorliegenden Rahmen einpassen würde. Auf diese Weise ist es mir möglich gewesen, eine Darstellung der neuesten theoretischen Behandlungsweise der atmosphärischen Bewegungen zu geben, welche mir in vielen Beziehungen vor den alten Auslegungen bedeutende Vorteile zu bieten scheint.

Meinem Freunde Dr. Alexis Finkelstein in Bernburg a. S. bin ich zu vielem Danke verpflichtet für seine bereitwillige Hilfe bei der Richtigstellung des deutschen Textes und bei der Korrektur.

Die meisterhaften Lehrbücher der Meteorologie von Prof. A. Angot und besonders Prof. J. Hann sind mir bei der Ausarbeitung des ersten Teiles der Physik der Atmosphäre von grösstem Nutzen gewesen.

Bei der Behandlung des vorliegenden Themas habe ich die rein astronomischen, hydrographischen, geologischen und meteorologischen Fragen zu vermeiden gesucht und soweit möglich nur solche Probleme zur Behandlung aufgenommen, welche mit der Physik und Chemie innige Berührung haben.

Für die sorgfältige und prächtige Ausstattung des so entstandenen Buches bin ich der Firma S. Hirzel sehr verpflichtet.

Stockholm, im Dezember 1902.

Der Verfasser.

Inhaltsverzeichnis

zum 1. Teil

Seite

Physik des Himmels.

I. Die Fixsterne 1
Einleitung 1
Maasse der Länge und der Zeit 2
Bestimmung der Lage eines Punktes auf dem Himmel. Sternbilder 5
Die Helligkeit der Sterne. . . 9
Sternörter 11
Die relative Menge der Sterne verschiedener Grössen . . . 11
Die Sternparallaxe 13
Die Aberration 13
Parallaxenmessungen und Sternabstände 15
Absolute Helligkeit der Sonne und der Sterne 17
Eigenbewegung der Sterne . . 18
Spektralanalyse 21
Sternspektra. 23
Das Prinzip von Doppler . . 28
Bewegung der Sterne in der Sichtlinie 29
Einfluss des Druckes auf die Lage der Spektrallinien . . 30
Eigenbewegung des Sonnensystems 32
Nebel 33
Die Milchstrasse 41

Seite

Der physikalische Zustand der Nebel 43
Doppelsterne 46
Das Verhältnis der weissen und der gelben Sterne zum Sonnensystem 52
Veränderliche Sterne vom Algoltypus 53
Andere veränderliche Sterne. . 55
Mira-Sterne 57
Neue Sterne. 60

II. Das Sonnensystem 65
Die (scheinbare) Bahn der Sonne 65
Die Bahnen der Planeten . . 66
Die absoluten Entfernungen im Sonnensystem 68
Bestimmung der Entfernung der Planeten durch Parallaxenmessungen 69
Die Umlaufszeiten der Planeten 71
Das Gravitationsgesetz. . . . 73
Die Massen der Planeten. . . 79
Die elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Bahnen der Körper um die Sonne . 80
Die potentielle Energie eines beweglichen Körpers . . . 81
Die aktuelle Energie eines bewegten Körpers 83

	Seite
Die Neigung und Excentricität der Bahnen	84
Die Bahngeschwindigkeiten	85
Die Ursache der Gravitation	87
Titius-Bodes Gesetz und die kleinen Planeten	88
III. Die Sonne	91
Licht- und Wärmestrahlung der Sonne	91
Das Aussehen der Sonnenoberfläche. Granulation	94
Fackeln	94
Flecke	95
Die Wilsonsche Fleckentheorie	97
Das Spektrum der Sonnenflecke	99
Die Umkehrung der Spektrallinien	100
Die Natur der Flecke	102
Die Chromosphäre und die Protuberanzen	104
Spektroskopie der Sonne	105
Die metallischen Protuberanzen	108
Ruhende Protuberanzen	113
Die Corona	114
Spektrum der Corona	117
Die Natur der Corona	119
Der Druck und die Dichte in der Sonne	121
Rotation der Sonne	123
Frequenz der Flecke, Fackeln und Protuberanzen	126
Die Temperatur der Sonne	130
Die Periodicität der Sonnenflecke	132
Zusammenhang der Sonnenfleckenfrequenz mit dem Erdmagnetismus	134
Sonnenflecke und Nordlichter	137
Fortpflanzung der magnetischen Störungen	137
Sonnenflecke und Lufttemperatur	140
Sonnenflecke, Wolken und Niederschlag	141
Die elfjährige Periode anderer irdischer Erscheinungen	143
Die nahezu 26tägige Periode	146
Theoretisches	149
Die Entstehung von Meteoriten	155
Die Wärme der Sonne	158
IV. Die Planeten, ihre Satelliten und die Kometen	164
Die Temperatur der Körper im Sonnensysteme	164
Die Atmosphäre der Planeten	173
Der Mond	177
Der Merkur und die Venus	181
Mars	183
Jupiter	191
Saturn	194
Uranus	197
Neptun	197
Die Satelliten	197
Das Tierkreislicht	200
Die Kometen	202
Moldavite	219
V. Kosmogonie	221

Physik der Erde.

	Seite
I. Gestalt, Masse und Bewegung der Erde	234
Kugelform der Erde	234
Die Gradmessungen	235
Die Abplattung der Erde	238
Direkte Messung des Erdradius	239
Erddrehung	239
Die Centrifugalkraft an der Erdoberfläche	241
Veränderung der Schwere nach dem Beobachtungsort. Pendelmessungen	242
Das Bathometer von W. Siemens	245
Das Gasvolumeter von Issel	246
Die Methode von Mohn	247
Bestimmungen der absoluten Masse der Erde. Das Horizontalpendel	247
Die Drehwage	248
Wägungsmethoden	249
Die Methode der Pendelschwingungen	250
Messungen in Schachten	251

Seite

Die Zunahme der Schwere mit der Tiefe 252
Änderung der Schwere mit der Höhe 253
Änderung der Schwere mit der geographischen Breite . . . 255
Resultate der Schwerenmessungen 256
Messungen von Eötvös . . 262
Das Geoïd 262
Andere Folgen der Erdumdrehung 264
Präcession und Nutation . . 268
Verschiebungen der Erdachse im Erdkörper 270
Die langsame Änderung der Erdbahn 272
Kleinere Schwankungen der festen Erdkruste 276

II. Die feste Erdkruste und das Erdinnere 278

Die Zunahme der Bodentemperatur mit der Tiefe 278
Der Zustand des Erdinnern . 282
Wärmeverlust der Erde nach Aussen 284
Alter der Erde 285
Die Gesteine der Erdkruste . 288
Vulkane 296
Thermen, Geysire und Schlammvulkane 304
Die Verteilung der Vulkane . 306
Der innere Bau der Vulkane . 307
Die Entstehungsweise der Vulkane 311
Erdbeben 316
Entstehungsweise der Erdbeben 323
Die Physik der Erdbeben . . 328
Die Entstehungsweise der Erdkruste 336
Die nivellierenden Kräfte . . 341
Die Verteilung von Land und Meer 346

III. Das Meer 348

Die Ausmessung der Meerestiefen 348

Seite

Die Meerestiefe 352
Die Bodenbeschaffenheit . . . 353
Die Zusammensetzung des Meerwassers 359
Die Verteilung der Salze im Meere 362
Die Temperatur des Meeres . 367
Maximale Dichte des Meereswassers 373
Die Farbe der Meere 373
Die Durchsichtigkeit des Wassers 375
Die Meeresströmungen. Theoretisches 377
Methoden zur Beobachtung der Meeresströmungen 381
Die wichtigsten Meeresströmungen 383
Das Meereis 387
Das Polareis 391

IV. Das Wasser auf dem Festlande 394

Die geographische Verbreitung des Eises auf dem Festlande 394
Periodische Änderungen der Gletschergrösse 396
Zusammensetzung der Gletscher 397
Transportfähigkeit der Gletscher 399
Gletscherlawinen 400
Eishöhlen, fossiles Eis . . . 401
Das Inlandeis auf Grönland . 402
Die Eiszeit 403
Die Süsswasserseen 405
Abflusslose Seen 407
Die Farbe und Temperatur der Binnenseen 409
Binnensee-Eis 413
Sümpfe und Moore 414
Das Grundwasser 415
Quellen und Brunnen 415
Flüsse 418
Normalgefälle 418
Seitliche Erosion 420
Veränderungen im Gefälle . . 421
Wasserfälle 422
Die ökonomische Bedeutung der Wasserfälle 423
Unterirdische Wasserläufe . . 425

	Seite
Ablenkung der Flüsse durch die Erddrehung und durch Winde	425
Die Wassermenge eines Flusses	427
Wasserscheiden	429
Abflussteil	430
Transport von Schlamm und Geschiebe	430
V. Die Wellenbewegung des Meeres und der Seen	436
Entstehung der Wellen	436
Experimentaluntersuchungen über Wellen	439
Brandungswogen	442
Seespiegelschwankungen. Seiches	445
Beruhigung der See durch Fettschichten	447
Gezeiten	448
Gezeiten nach verschiedenen Perioden	452
Neuere theoretische Untersuchungen	453
Anwendung der harmonischen Analyse	456
Untersuchungen von G. H. Darwin	460
Vergleich der Theorie mit der Erfahrung	461
Gezeitenströme	463
VI. Die Wechselwirkung zwischen Land und See. Küsten	465
Küstenverschiebungen	465
Einwirkung der Härte der Küste	468
Konservierende Wirkung der Organismen	470

Physik des Himmels.

I. Die Fixsterne.

Einleitung. Von allen Naturwissenschaften ist die Astronomie die älteste. Schon den niedrigst stehenden Völkern konnte es nicht entgehen, dass im Laufe der Zeit viele mächtig eingreifende Erscheinungen nach gewissen Zeiträumen sich wiederholen. Die auffallendste dieser Erscheinungen ist der regelmässige Wechsel von Tag und Nacht. Demnächst kommt diejenige der Jahreszeiten, welche sich äussert in der Aufeinanderfolge von heissen und kalten, von trocknen und regnerischen Zeiten und in den damit zusammenhängenden Erscheinungen der Schneebedeckung der Erdoberfläche und Vereisung der Seen, bezw. in Überflutungen (z. B. des Nils) oder in Eintrocknen von Sümpfen, Morasten u. s. w. Diese für den Haushalt der Völker überaus wichtigen Umstände traten regelmässig dann auf, wenn die Himmelskörper (Sonne, Mond und die Sterne) eine bestimmte Stellung auf dem Himmelsgewölbe einnahmen. Um im voraus wissen zu können, wann diese Zeiten wiederkehren würden, beobachtete man die Sonne, den Mond und die Sterne und fand bald, dass dieselben viel regelmässiger ihre Stellungen ändern als die vorhin genannten periodischen Erscheinungen aufeinander folgen. Es war danach mehr angemessen, die Länge der Periode nach der Stellung der Himmelskörper zu berechnen, als nach den Witterungserscheinungen zu bemessen. Die so ermittelte Hauptperiode wurde ein Jahr genannt, und ein siderisches Jahr wird danach definiert als die Zeitdauer, welche verfliesst zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten, in welchen die Stellung der Sonne unter den Sternen so nahe wie möglich die gleiche ist. Unterabteilungen dieser Hauptperiode ergeben sich durch die Stellung des Mondes. So entstand das in zwölf Monate eingeteilte Jahr. Die kleinste Zeiteinheit war der Tag (Gesamtdauer von Tag und Nacht), dessen Länge nur von der Stellung der Sonne in Bezug auf den Horizont des Beobachters

abhängt. Endlich wurde dieser in vier Teile: Nacht, Morgen, Tag und Abend eingeteilt. Zu einer ähnlichen Zeiteinteilung sind schon die niedrigsten Völker gelangt.

Ausser den genannten Witterungserscheinungen waren es auch andere Umstände, welche zu Beobachtungen der Himmelskörper anregten. Es dämmerte schon früh bei den meisten Völkern auf, dass die Quelle alles Lebens (und aller Bewegung) in den Strahlen der Sonne zu suchen ist. Im Anschluss an diese Auffassung bildete sich eine göttliche Verehrung der Sonne aus, welche in den meisten Religionen aufzufinden ist. Danach lag es nahe dem Monde als Lichtspender eine, wohl etwas untergeordnete, aber doch hervorragende Stelle neben der Sonne einzuräumen. Und allmählich wurden auch die Sterne als Göttlichkeiten aufgenommen. Demnach lag es den Priestern, welche die gebildete Klasse der verschiedenen Völker ausmachten, ob, astronomische Beobachtungen anzustellen, um die mächtigen Herrscher über Leben und Tod und über das Schicksal der Menschen näher kennen zu lernen. Und so sehen wir, wie schon in den ältesten Zeiten menschlicher Kultur Sternwarten errichtet wurden, wo der Gang der Himmelslichter verzeichnet wurde. Ganz enormes Aufsehen erregten dabei die Verfinsterungen, besonders der Sonne. Diese Erscheinungen wurden deshalb sorgfältig als Wahrzeichen in die Chroniken eingetragen, wodurch uns ausserordentlich wertvolle Bestimmungen zur Feststellung des genauen Zeitpunktes historischer Ereignisse erhalten worden sind. Besondere Beamten hatten den Auftrag, solche Verfinsterungen im Voraus zu berechnen und mussten häufig mit ihrem Leben für die Richtigkeit ihrer Prophezeiungen einstehen.

Es wurde also schon seit dem Beginn der historischen Zeit emsig ein Material betreffs der Himmelserscheinungen gesammelt, welches jetzt die Grundlage der Astronomie ausmacht. Aus diesem ist durch die Naturforscher als reinstes Produkt eine Anschauung gewonnen über die Kräfte, welche im Weltall walten, und über die Bausteine, woraus dieses aufgebaut ist.

Maasse der Länge und der Zeit. Bevor wir die wichtigsten Punkte dieser Anschauung darlegen, wollen wir einige Maasseinheiten uns auswählen, mit welchen wir später die Grössen, welche eine Rolle im Weltall spielen, bestimmen können. Bekanntlich ist unser Erdkörper ein Sphäroid, dessen Aquatorialradius 6378,25, und dessen Polarradius 6356,52 Kilometer beträgt. Die Erde dreht sich um ihre Achse einmal in einem Sterntag, der in 24 Stunden Sternzeit eingeteilt wird und

23^h, 56^m, $4{,}091^s$ mittlerer Sonnenzeit beträgt. Mit anderen Worten, wenn wir zwei aufeinanderfolgende Momente beobachten, in welchen ein beliebiger Stern durch die Meridianebene, d. h. die Vertikalebene, welche durch die Erdpole und den Beobachtungsort gelegt ist, hindurchgeht, finden wir, dass zwischen diesen Zeitpunkten eine Zeit von 23^h, 56^m, $4{,}091^s$ vergeht.

Aus diesen Angaben können wir berechnen, dass die Umdrehungsgeschwindigkeit eines Punktes am Erdäquator (an der Meeresoberfläche) 465 Meter per Sekunde beträgt.

Die Erde bewegt sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn um die Sonne, die im Mittel in einem Abstand von 149,5 Millionen Kilometer entfernt ist, der also etwa 23440 mal grösser als der Erdradius (am Äquator) ist. Diese Bahn wird von der Erde in einem Jahr beschrieben. Daraus lässt sich berechnen, dass die mittlere Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn 29,7 Kilometer per Sekunde beträgt. Wegen der grossen Entfernungen zwischen den Himmelskörpern benutzt man häufig den Erdbahnradius (die Sonnenweite) als Maasseinheit für dieselben. Für die Abstände in unserem Sonnensystem ist diese Längeneinheit sehr geeignet; die Ausdehnung des Sonnensystems möge durch den Abstand des äussersten bekannten Planeten, des Neptun, von der Sonne, welcher etwa 30 Erdbahnradien ausmacht, charakterisiert sein.

Bei der Ausmessung der Abstände zwischen Sternen ist aber häufig diese Längeneinheit zu klein, um bequem zu sein. Man giebt dann die Länge entweder in Millionen Sonnenweiten oder auch in Lichtjahrweiten an, d. h. giebt die Anzahl Jahre an, welche das Licht brauchen würde, um die betreffende Länge zurückzulegen. Da die Geschwindigkeit des Lichtes 300000 Kilometer pro Sekunde beträgt, so entspricht eine Lichtjahrweite 9,47 Billionen Kilometer oder 63300 Erdbahnradien, und eine Million Sonnenweiten ist gleich 15,8 Lichtjahrweiten.

Anstatt des Sterntages benutzt man im täglichen Leben den mittleren Sonnentag, der in 24 Stunden eingeteilt wird. Ein Sonnentag ist der Zeitraum, welcher verstreicht zwischen zwei aufeinander folgenden Momenten, in welchen der Mittelpunkt der Sonne dieselbe Meridianebene passiert. Da nun die Erde, von einem Punkt über dem Nordpol gesehen, sich in umgekehrter Richtung wie die Zeiger einer Uhr bewegt (vgl. Fig. 1) und die Achsenumdrehung der Erde (E) in derselben Richtung vor sich geht, so wird ein Stern (S), welcher an einem Tag genau gleichzeitig mit der Sonne (A), d. h. am Mittag, durch die Meridianebene geht, am folgenden Tag, wenn die Erde bei E_1 steht, die

Meridianebene etwas früher passieren, während dieselbe die mit ES oder EA parallele Richtung $E_1 S_1$ enthält, wie die Sonne, welche die Meridianebene in dem Moment passiert, wenn sie die Linie $E_1 A$ enthält. Auf diese Weise wird der Meridianendurchgang der Sonne für jeden Tag etwas (im Mittel 235,909 Sekunden) nach denjenigen des Sterns verspätet. Aber nach genau einem Jahr, wenn die Erde wieder die Stelle E erreicht hat, trifft offenbar wieder die erste neue Koincidenz der Meridianendurchgänge der Sonne und des betreffenden Sterns ein. Daraus folgt, dass ein Jahr genau einen Sterntag mehr, als die Anzahl der Sonnentage pro Jahr, enthält.

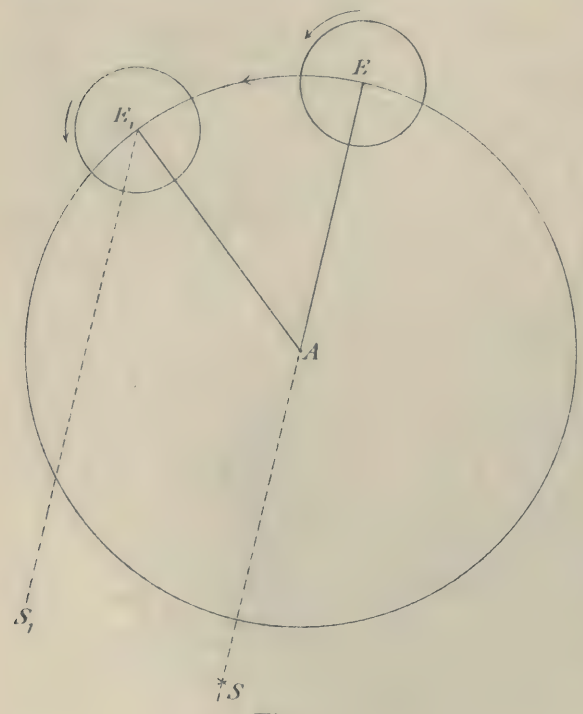


Fig. 1.

Man hat gefunden, dass die Länge des nach der Stellung der Sonne am Sternhimmel bestimmten sogenannten siderischen Jahres, nicht vollkommen mit der Länge des aus dem Wechsel der Jahreszeiten ermittelten, sogenannten tropischen Jahres übereinstimmt. Dieser Wechsel beruht darauf, dass im Winter die Tage kürzer, im Sommer dagegen länger als 12 Stunden sind. Im Frühling geschieht es jedes Jahr einmal, dass die Länge des Tages genau 12 Stunden wird. Der Moment, in welchem dies eintrifft, wird Frühlingsäquinoctium genannt, und die Sonne steht dann in dem sogenannten Frühlingspunkte. Das tropische Jahr wird als die Zeitdauer zwischen zwei aufeinander folgenden Frühlingsäquinoctien definiert. Da in dem praktischen Leben der Wechsel der Jahreszeiten viel wichtiger als die Stellung der Sonne ist, so rechnet man für gewöhnlich mit tropischen Jahren die im Mittel etwa 20 Minuten kürzer als die siderischen Jahre sind. Ein tropisches Jahr umfasst im Mittel 365,242 Tage, während ein siderisches Jahr gleich 365,256 Tagen ist. Der Unterschied zwischen dem siderischen und dem tropischen Jahr rührt daher, dass der Frühlingspunkt nicht auf dem Himmel still steht, sondern sich allmählich zwischen den Fixsternen verschiebt, und zwar so, dass er, vom Nordpol gesehen, jährlich einen Bogen

von etwa 50″ in retrograder Richtung, d. h. im selben Sinne wie die Zeiger einer Uhr, beschreibt. Die Erde bewegt sich um die Sonne in der entgegengesetzten Richtung.

Bestimmung der Lage eines Punktes auf dem Himmel. Sternbilder. Die Lage eines Sterns in einem bestimmten Augenblick kann in mehreren Weisen bestimmt werden, erstens aus seiner Zenitdistanz und seinem Azimut. Unter Zenitdistanz versteht man den Winkel zwischen der Lotlinie und der Sichtlinie des Sternes, unter Azimut den Winkel, welcher von der Meridianebene des Beobachtungsortes und der Vertikalebene, welche durch den Stern und den Beobachtungsort geht, eingeschlossen ist. Unter Höhe eines Sterns versteht man den kleinsten Winkel seiner Sichtlinie mit der Horizontalebene. Die Höhe und die Zenitdistanz eines Sterns bilden zusammen einen rechten Winkel.

Anstatt einer von diesen Koordinaten kann man auch im Allgemeinen den Stundenwinkel des Sterns angeben, d. h. den Winkel, welcher von der Meridianebene des Beobachtungsortes und der durch den Stern und die Erdpole gelegten Ebene eingeschlossen ist. Der Stundenwinkel wird gewöhnlicherweise im Sinne der täglichen (scheinbaren) Bewegung, d. h. von Ost nach West gerechnet und in Stunden (Sternzeit) von 0^h bis 24_h oder in Bogengraden von 0^0 bis 360^0 gezählt. In dem ersten Maass ausgedrückt giebt der Stundenwinkel an, wie viele Stunden seit dem letzten Durchgange (Kulmination) des betr. Sterns durch die Meridianebene des betr. Ortes verflossen sind. Auch der Stundenwinkel und die Deklination (vgl. unten) werden häufig als die Koordinaten eines Sterns benutzt.

Da aber zufolge der Umdrehung der Erde um ihre Achse die Zenitdistanz, der Azimut und der Stundenwinkel eines Sterns stetig mit der Zeit sich verändern, und übrigens vom Beobachtungsorte abhängen, hat man die Lage eines Sterns auf dem Himmelsgewölbe in anderen, sehr langsam sich ändernden Grössen angegeben, nämlich Deklination (Abweichung) und Rektascension (gerade Aufsteigung). Durch den Stern kann man einen sogenannten Stundenkreis legen, welcher der Erdachse parallel ist und den Beobachtungsort als Mittelpunkt hat. Derjenige Bogen dieses Stundenkreises, welcher zwischen der Richtung der Erdachse und der Sichtlinie des Sterns liegt, wird Poldistanz, derjenige, welcher zwischen der Sichtlinie und der Äquatorialebene liegt, wird Deklination des Sterns genannt und im Folgenden mit D bezeichnet. Poldistanz und Deklination ergänzen sich offenbar zu einem rechten Winkel. Die Erdbahn bildet eine Ebene, die Ekliptik genannt wird. Die Ekliptik und die Äquatorialebene

der Erde schneiden sich längs einer geraden Linie. Diese Linie geht durch zwei Punkte auf dem Himmel, welche die Äquinoctial- oder Nachtgleichpunkte genannt werden, weil Tag und Nacht gleich lang sind, wenn die Sonne sich in einem dieser beiden Punkte befindet. Der eine dieser Punkte, welchen die Sonne am 21. März von Süd nach Nord durch den Äquator gehend passiert, wird Frühlingspunkt genannt, der andere, welchen die Sonne von Nord nach Süd durch den Äquator gehend am 22. September trifft, heisst der Herbstpunkt (vgl. S. 4).

Der Frühlingspunkt wird als Ausgangspunkt benutzt für die Bestimmung der für gewöhnlich mit *A R* bezeichneten Rektascension (geraden Aufsteigung) eines Sterns, welche den Bogen bedeutet, der auf dem Äquatorialkreis zwischen dem Frühlingspunkt und dem Schnittpunkt des Stundenkreises des Sterns mit dem Äquatorialkreise eingeschlossen wird. Die Rektascension wird im Sinne der wahren Bewegung der Sonne (von Westen nach Osten), also in entgegengesetzter Richtung wie der Stundenwinkel gerechnet. Hieraus folgt, dass die Rektascension eines Sternes die Sternzeit eines Ortes in dem Augenblicke der (oberen) Kulmination des Sternes angiebt.

Anstatt der Äquatorialebene kann man die Ekliptik zur Bestimmung der Lage eines Sternes benutzen. Der Winkel zwischen der Sichtlinie des Sternes und der Ekliptik wird Breite des Sterns und das Bogenstück zwischen dem Frühlingspunkt und dem Schnittpunkt eines durch den Stern gelegten auf der Ekliptik senkrechten grössten Kreises mit dem Ekliptik-Kreise wird Länge des Sternes genannt. Man rechnet bei der Bestimmung von Sternlängen ebenso wie bei denjenigen von Rektascensionen immer (von Nord gesehen) von West gegen Ost.

Wegen der langsamen Änderung dieser Koordinaten ist zur genauen Bestimmung auch ein Datum der Zeit anzugeben. Die unten angeführten Grössen der Rektascension und Deklination beziehen sich auf das Jahr 1900.

Die Ekliptik hat jetzt eine mittlere Neigung von 23^0, $27'$ gegen die Äquatorialebene. Dieser Winkel wird Schiefe der Ekliptik genannt. Eine durch den Beobachtungsort gezogene, gegen die Ekliptik senkrechte Gerade nennt man Achse der Ekliptik, und der Punkt, gegen welchen der nach Norden gehende Teil dieser Achse gerichtet ist, der nördliche Pol der Ekliptik. Dieser Pol liegt gegenwärtig im Sternbilde des Drachen, Der Frühlingspunkt befindet sich jetzt im Sternbilde der Fische, der Herbstpunkt in demjenigen der Jungfrau. Vor etwa 2000 Jahren, als diese Koordinaten von den griechischen Astronomen eingeführt wurden,

lag der Frühlingspunkt im Sternbilde des Widders (Aries) und der Herbstpunkt im Sterne der Waage (Libra). Die Astronomen bezeichnen deshalb noch immer diese beiden Punkte mit den Zeichen des Widders (♈) und der Waage (♎).

Zur Orientierung auf dem Himmelsgewölbe hat man sich sogenannte

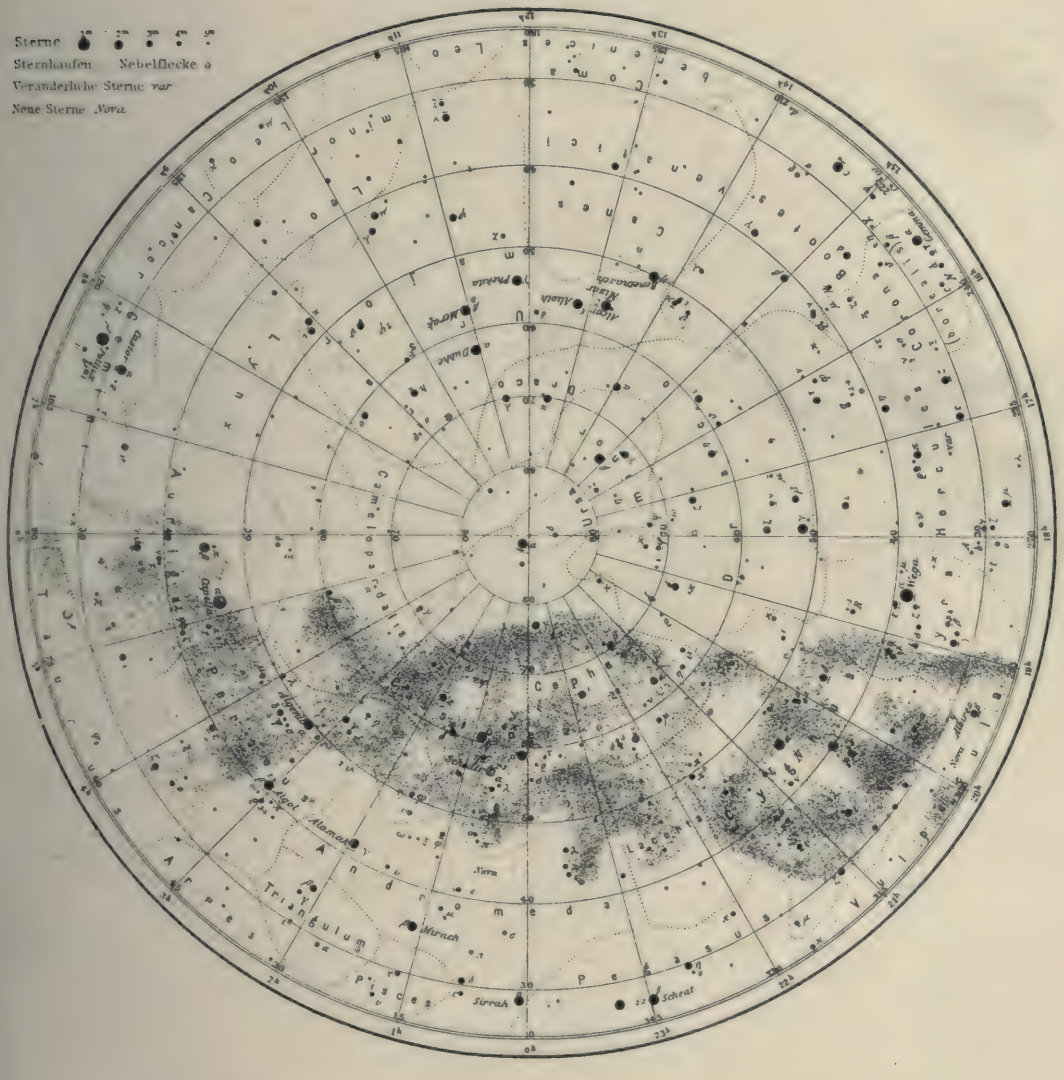


Fig. 2. Karte des mittleren Teiles des nördlichen Sternhimmels.

Sternbilder erdacht. Zwölf derselben liegen in der Ekliptik, in welcher demnach die Sonne, der Mond und die Planeten nahezu stehen. Diese zwölf Sternbilder, welche von den Assyriern erdacht wurden, heissen mit einem gemeinsamen Namen der Tierkreis (Zodiak.) Sie sind: Widder, Stier, Zwillinge, Krebs, Löwe, Jungfrau, Waage, Skorpion, Schütze,

Steinbock, Wassermann und die Fische. Ein lateinischer Gedächtnisvers fasst sie folgendermassen zusammen:

Sunt Aries, Taurus, Gemini, Cancer, Leo Virgo,
Libraque, Scorpio, Arcitenens, Caper, Amphora, Pisces.

Jedes von ihnen umfasst etwa 30 Grade von der Ekliptik. Betreffs der

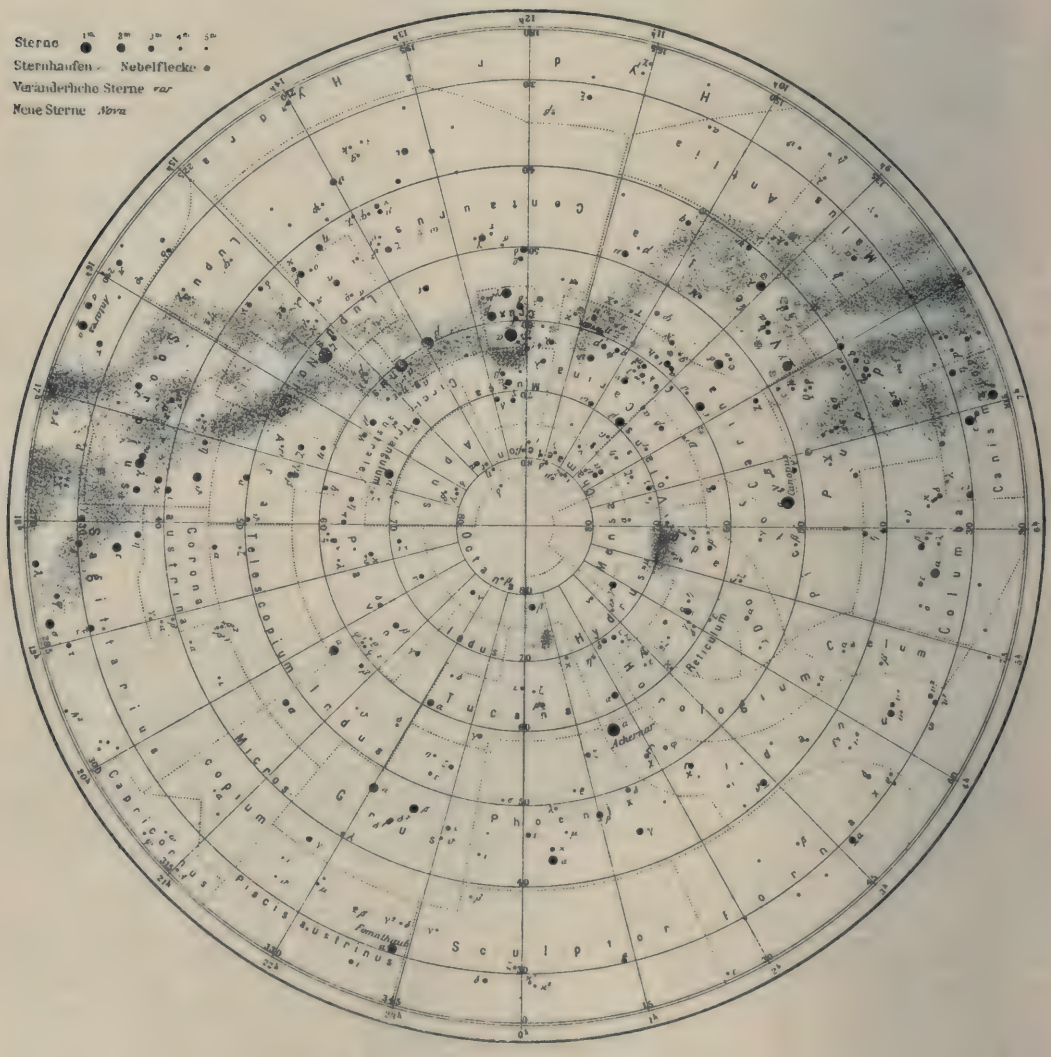
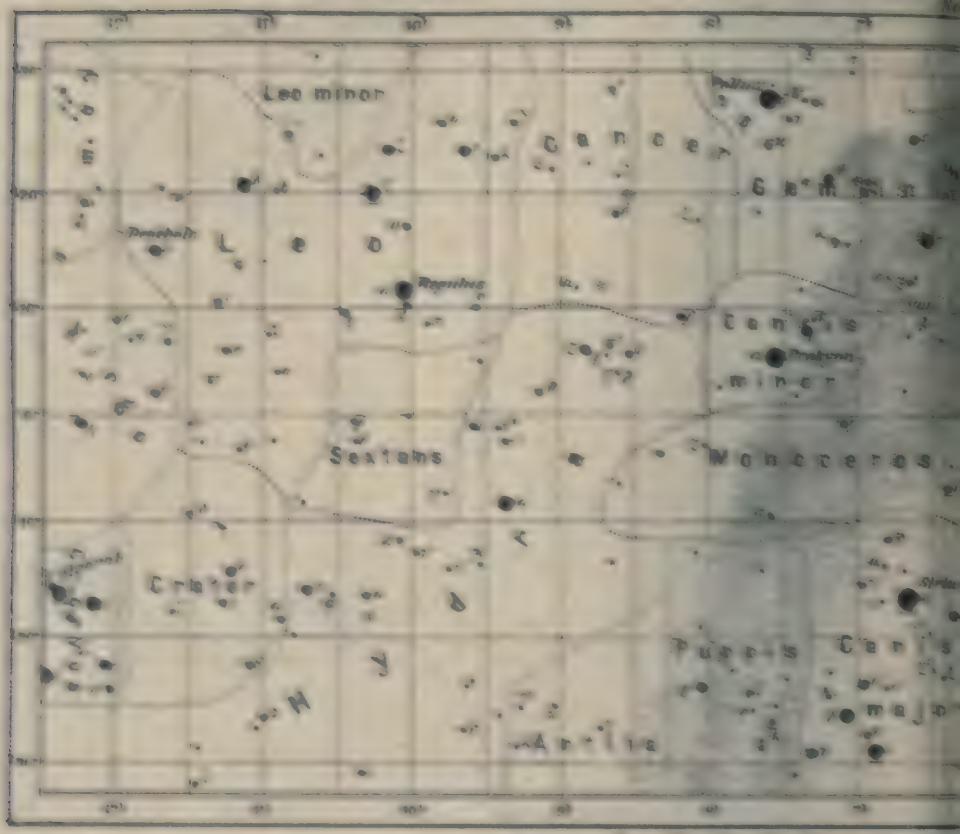
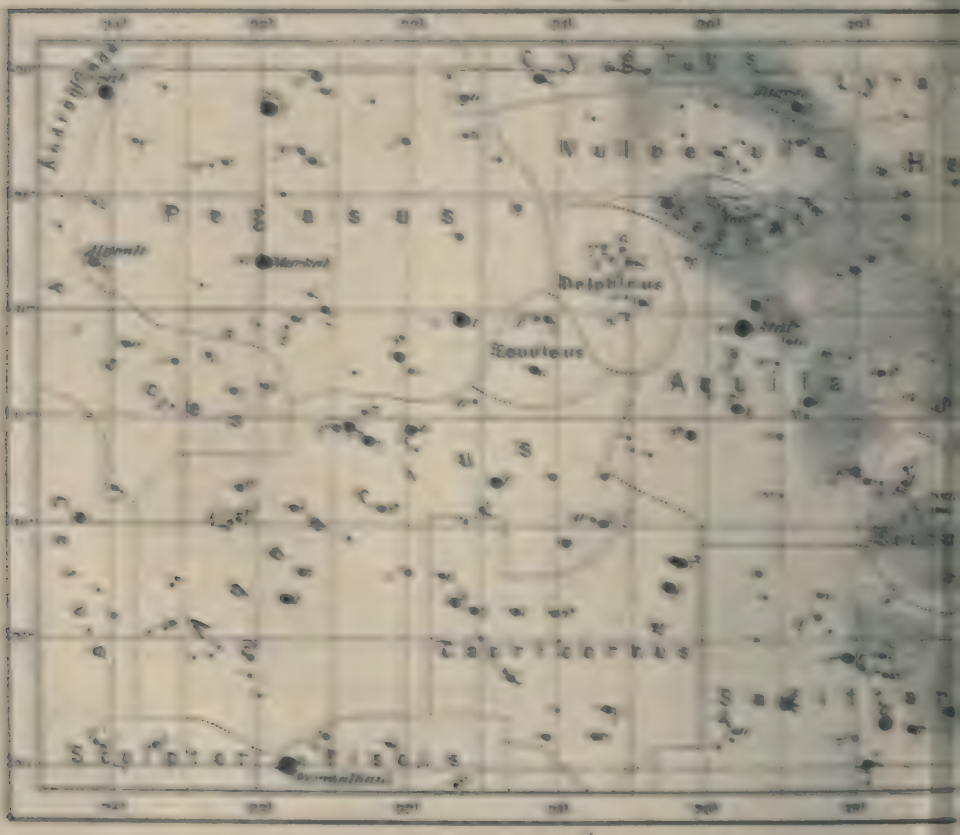


Fig. 3. Karte des mittleren Teiles des südlichen Sternhimmels.

Lage und dem Namen der wichtigsten Sternbilder wird auf die nebenstehenden Sternkarten verwiesen (Tafel I und Fig. 2 und 3). Auf dem nördlichen Sternhimmel dienen zur Orientierung grosser und kleiner Bär, Cassiopeja, Fuhrmann, Schwan, am Äquator Adler und Orion, auf dem südlichen Sternhimmel Grosser Hund und Südkreuz. Die Sterne werden

KARTE DER ÄQUATORIALZONE DES GESTIRNTEN H





ZWISCHEN 32° NÖRDL. UND SÜDL. DEKLINATION.

mit einem griechischen Buchstaben und dem Namen des Sternbildes bezeichnet, wobei für gewöhnlich der hellste Stern mit dem Buchstaben α, der nächst-hellste mit β und so weiter bezeichnet werden. So ist α Lyrae der hellste Stern im Sternbilde der Leier und führt somit, wie sehr viele hellere Sterne einen eigenen Namen, „Wega“, α Leonis ist „Regulus“, der hellste Stern im Löwen, α Canis majoris ist der „Hundestern“, „Sirius“, der hellste von allen Sternen. Da diese Bezeichnungen nicht auf die Dauer ausreichten, benannte man die Sterne nach der Nummer, unter welchen sie in den grösseren Katalogen aufgeführt sind, z. B. „Groombridge 1520“ bedeutet den Stern No. 1520 im Katalog von Groombridge, „Lacaille 9352“ den unter No. 9352 im Katalog von Lacaille aufgeführten Stern, „G. C. 1050“ das im General-Katalog unter No. 1050 aufgeführte Himmelsobjekt.

Die Helligkeit der Sterne. Die Sterne haben sehr verschiedene Helligkeit. Als Einheit hat man die Helligkeit der Wega gesetzt. Der hellste Stern ist, wie gesagt, Sirius, welcher, obwohl auf dem südlichen Himmel befindlich, auf unserer Breite sehr häufig (im Winter) sichtbar ist. Seine Helligkeit wird nach unten angegebenen Gründen durch die Zahl 4,28 ausgedrückt. Die Helligkeit eines Himmelsobjektes ist recht stark von seiner Höhe auf dem Himmelsgewölbe abhängig. Dies beruht auf der mit der Höhe veränderlichen Länge der atmosphärischen Dunstschicht, welche seine Strahlen zu durchqueren haben, bevor sie unser Auge erreichen. Diese Erscheinung ist am auffallendsten bei dem Mond und der Sonne, welche am Horizont stehend viel dunkler erscheinen, wie höher auf dem Himmel. Infolge derselben Ursache leuchten die Sterne viel heller auf hohen Bergen, als an der Meeresoberfläche und die Sternbilder, z. B. dasjenige der Plejaden, erscheinen, wenn sie von hochgelegenen Punkten in den Bergen gesehen werden, viel reicher an Sternen, wie wir gewohnt sind. So z. B. sieht man bei der Sternwarte in Arequipa auf der peruanischen Hochebene (2457 m über dem Meer) elf Sterne in der Plejaden-Gruppe, während man an der Meeresoberfläche deren fünf, unter günstigen Umständen, in sehr reiner Luft, sieben zählen kann. Dieser Umstand gab die Veranlassung zur Verlegung der besten Sternwarten auf hochgelegene Punkte, z. B. die Licksternwarte auf Mount Hamilton (1480 m), die Sternwarten auf dem Ätna und dem Montblanc (2942 und 4600 m Höhe) und die genannte Arequipa-Sternwarte. Man hat auch diesen Sternwarten die grössten Erfolge der jetzigen Astronomie zu verdanken.

Argelander versuchte die Helligkeit der Sterne mit blossem Auge

zu schätzen, und stellte Helligkeitsklassen auf. Zur ersten Klasse, die leuchtendsten Sterne umfassend, gehören 20 Sterne, zur zweiten 51, zur dritten 200, zur vierten 595, zur fünften 1213 und zur sechsten, welche die schwächsten, mit blossem Auge sichtbaren Sterne enthält, 3640 Sterne. Später hat man durch genaue photometrische Messungen die Lichtstärke der verschiedenen Sterne bestimmt. Man beobachtet dann den fraglichen Stern mit einem Fernrohr, in welches auch das Bild eines kleinen Lichtpunktes durch Spiegelung hineingeworfen wird, so dass man das Bild des Sterns und dasjenige des Lichtpunktes — des sogenannten künstlichen Sterns — nebeneinander scharf sieht. In den Weg des Lichtstrahles von dem Lichtpunkt sind zwei Nicolsche Prismen gestellt. Wenn die Polarisationsebenen dieser beiden Nicols zusammenfallen, geht das Licht ungeschwächt durch diese Vorrichtung, wenn die beiden Polarisationsebenen dagegen senkrecht aufeinander stehen, wird das Licht ausgelöscht. Im Allgemeinen, wenn die beiden Polarisationsebenen einen Winkel von α Grad bilden, so ist die Lichtstärke

$$J \cos^2 \alpha,$$

wenn J die Lichtstärke des künstlichen Sterns bei Zusammenfallen der beiden Polarisationsebenen darstellt. Den Winkel zwischen den beiden Polarisationsebenen kann man durch Drehung des einen Nicols beliebig verändern, und durch Ablesung auf einer damit verbundenen Kreisteilung kann man diesen Winkel messen. Es ist demnach, wenn nur die Helligkeit J grösser ist, als diejenige des zu untersuchenden Sterns, nicht schwer, durch Drehung des Nicols einen solchen Wert von $J \cos^2 \alpha$ herzustellen, dass die beiden Sterne gleich hell erscheinen. Vergleicht man dann einen zweiten Stern mit dem künstlichen und findet, dass dabei eine Drehung α' nötig ist, so verhalten sich die Helligkeiten der beiden Sterne wie $\cos^2\alpha : \cos^2\alpha'$. Dieses Photometer rührt von Zöllner her.

Da die Sterne häufig verschiedene Farben besitzen, und die Helligkeit von verschieden gefärbten Objekten sehr schwer zu vergleichen ist, brachte auch Zöllner eine Vorrichtung an, um die Farbe des künstlichen Sterns beliebig zu ändern.

Durch solche Messungen hat man gefunden, dass die Sterne der ersten Grössenklasse im Mittel etwa 2,52 mal stärker leuchten, als diejenigen zweiter Klasse, diese wiederum etwa 2,52 mal stärker als diejenigen dritter Klasse u. s. w.

Was die absolute Stärke der Sternenstrahlung angeht, so fand Zöllner, dass das Licht der Sonne etwa 56000 Millionen mal heller als dasjenige der Capella strahlt, welche etwa um 18 Prozent von Wega, deren Licht-

stärke als Einheit angenommen ist, übertroffen wird. Dieser Stern leuchtet demnach etwa 46000 Millionen mal schwächer als die Sonne. Der am stärksten leuchtende Stern Sirius erscheint folglich etwa 11000 Millionen mal lichtschwächer als die Sonne.

Sternörter. Die Lage der Sterne ist schon lange Gegenstand von Katalogisierungsarbeit gewesen. Etwa 150 Jahre vor unserer Zeitrechnung bestimmte Hipparch mit einfachen instrumentellen Hilfsmitteln mehr als 1000 Sternörter. Dieses Verzeichnis, welches bis auf unsere Zeit erhalten worden ist, giebt sehr wichtige Daten zur Bestimmung der Ortsveränderungen, welche die Fixsterne in den danach verflossenen 2000 Jahren erlitten haben. In der Mitte des 15. Jahrhunderts beobachtete Ulugh-Bey dieselben Sterne und in neuerer Zeit haben mehrere immer reichhaltigere und genauere Bestimmungen der Sternörter stattgefunden. Sehr wertvolle Angaben über Sternörter enthält der Katalog von Bradley vom Jahre 1755. Die grössten neueren Unternehmungen in dieser Hinsicht sind die Katalogarbeiten von Argelander und der Zonenkatalog der astronomischen Gesellschaft, in welchem alle Sterne bis zur neunten Grösse verzeichnet sind, und woran die grösseren Sternwarten aller civilisierten Nationen mitarbeiten.

Den grossartigsten Fortschritt auf diesem Gebiet verdanken wir aber der photographischen Abbildung des Himmelsgewölbes. Ein internationaler Astronomenkongress zu Paris 1887 beschloss, dass photographische Aufnahmen von dem Sternhimmel gemacht werden sollten, wobei noch die Sterne bis zur 13. Grösse mitgenommen werden. Man wird auf diese Weise die Lage von etwa drei Millionen Sternen in unserer Zeit feststellen. Die helleren Sterne geben bei gleich langer Belichtung (Exposition) auf gleiche photographische Platten ein stärkeres (und mehr ausgedehntes) Bild als die weniger hellen. Auf diese Weise ist es gelungen, die Helligkeit der Sterne photographisch zu vergleichen.

Da die chemische Wirksamkeit der blauen, violetten und ultravioletten Strahlen auf der photographischen Platte am stärksten ist, während die gelben und grünen Strahlen am kräftigsten auf das Auge wirken, so stimmt die photographisch gemessene Stärke eines Sternes im allgemeinen nicht mit der optisch gemessenen genau überein. Es ist deshalb nötig, beide Methoden nebeneinander zu verwenden.

Die relative Menge der Sterne verschiedener Grössen. Da die Helligkeit eines aus der Ferne gesehenen Lichtpunktes dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so müssen die

Sterne zweiter Grössenordnung im Mittel etwa $\sqrt{2{,}52}$, d. h. 1,59 mal weiter entfernt sein als diejenigen erster Grössenordnung, wenn man nämlich, was ja von vornherein wahrscheinlich erscheinen mag, annimmt, dass die Sterne verschiedener Klassen im Mittel gleiche Lichtmengen aussenden. Die relativen Abstände der Sterne der sechs ersten Grössenordnungen würden sich nach dieser Annahme verhalten wie die Zahlen:

$$1 : 1{,}59 : 2{,}52 : 4{,}60 : 6{,}35 : 10{,}08.$$

Wenn nun die Sterne gleichmässig im Raum verteilt wären, so müsste die Anzahl der Sterne in einer Kugel vom Radius 2 achtmal so gross sein, wie diejenige in einer Kugel vom Radius 1, oder im allgemeinen in einer Kugel vom Radius r müssten r^3 so viele Sterne sich befinden, wie in der Kugel mit dem Einheitsradius. Wenn wir als diese Kugel diejenige nehmen, welche die Sterne erster Grössenordnung umfasst, so müssten die Mengen der Sterne der ersten Ordnung zu der Summe der Mengen der Sterne erster und zweiter Ordnung u. s. w. sich verhalten wie:

$$1 : (1{,}59)^3 : (2{,}52)^3 : (4{,}00)^3 : (6{,}35)^3 : (10{,}08)^3,$$

d. h. wie: $1 : 4 : 16 : 64 : 256 : 1024.$

Mit anderen Worten, die Zahl der Sterne einer Grössenklasse sollte drei mal grösser sein, als die Zahl aller Sterne höherer Grössenordnung zusammen. Anstatt der Zahl 3 finden wir aber folgende Zahlen:

$$\frac{51}{20} = 2{,}55;\ \frac{200}{71} = 2{,}82;\ \frac{595}{271} = 2{,}20;\ \frac{1213}{866} = 1{,}40;\ \frac{3640}{2079} = 1{,}75,$$

alles Zahlen, welche nicht unbeträchtlich unter 3 liegen.

Dieser Umstand zeigt, dass entweder die Verteilung der Sterne im Raume nicht gleichmässig ist, oder dass die Voraussetzung nicht richtig ist, welche verlangt, dass die Lichtstärke dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional sei. Wenn man auch die Möglichkeit der ersten Annahme zugeben muss, so scheint doch die Abweichung zwischen der Rechnung und der gemessenen Zahl manchen Astronomen zu gross, als dass sie aus der Ungleichmässigkeit der Verteilung zu erklären wäre. Man muss denn die zweite Annahme zugeben. Diese wäre am leichtesten zu verstehen, wenn man annähme, dass sich in dem Raum ein lichtabsorbierendes Medium befindet. Dieser lichtabsorbierende Stoff kann nicht wohl gasförmig sein, denn in diesem Fall würde sich sein Absorptionsspektrum im Spektrum aller Fixsterne zeigen, was, wie wir sehen werden, nicht mit der Erfahrung übereinstimmt. Es muss also fest oder flüssig sein, d. h. eine Art Trübung hervorbringen (vgl. weiter unten S. 22 und 44). Viele Umstände scheinen darauf hinzudeuten, dass

minimale Spuren eines solchen Stoffes im Raum verteilt seien und schon die geringsten Spuren würden für eine genügende Absorption in so riesigen Entfernungen wie denjenigen der Fixsterne ausreichen.

Der Durchmesser der Sonne von der Erde gesehen beträgt im Mittel 31′ 59″ oder 1919″. Wenn man also die Sonne in eine Entfernung von einem Lichtjahr von der Erde verlegt denkt, so würde ihr Durchmesser einen Winkel von 1919″ : 63300 = 0,03″ aufnehmen. Da nun, wie wir demnächst sehen werden, die nächstliegenden Fixsterne in einer Entfernung von etwa 4 Lichtjahren liegen, und der Durchmesser eines Sterns wenigstens 0,2″ aufnehmen muss, um mit unseren jetzigen Hilfsmitteln gemessen werden zu können, so ist es selbstverständlich, dass diese Sterne einen Durchmesser von etwa 25 mal grösserer Dimension als die Sonne haben müssten, um nicht als Lichtpunkte zu erscheinen. Unter solchen Umständen ist es nicht zu verwundern, dass die Sterne in den Fernröhren als Lichtpunkte beobachtet werden. Mit dem blossen Auge gesehen scheinen sie aber eine Ausdehnung und strahlige Gestalt zu haben, was auf Diffractions- und Brechungserscheinungen in der Atmosphäre und im Auge zurückzuführen ist. Die Ausdehnung der Sterne, wenn man sie mit blossem Auge sieht, ist so täuschend, dass Kepler und Tycho Brahe den Sternen einen Durchmesser zuschrieben, z. B. dem Sirius einen von 4′ bezw. 2′ 20″.

Die Sternparallaxe. Wenn wir uns einen Stern denken, der genau in der Achse der Ekliptik liegt, so wird von da aus gesehen die Erde in ihrer Bewegung um die Sonne einen Kreis beschreiben, dessen Durchmesser um so geringer erscheint, je weiter der Stern entfernt liegt. Es wird demnach die Sichtlinie Stern-Erde einen Konus um die Achse der Ekliptik beschreiben. Diese Bewegung der Sichtlinie können wir auf der Erde ebenso gut wie auf dem Sterne wahrnehmen. Es erscheint danach, als beschriebe der Stern einen kleinen Kreis auf dem Himmelsgewölbe. Ebenso scheinen Fixsterne, die in der Ebene der Ekliptik liegen, sich geradlinig zu bewegen und die dazwischen liegenden beschreiben Ellipsen. Für alle Sterne in derselben Entfernung wird die grosse Achse der Ellipse gleich sein. Die Sterne in unendlich grosser Entfernung werden scheinbar stille stehen. Es wird demnach aussehen, als bewegten sich die näher gelegenen Sterne in kleinen Ellipsen auf dem Himmelsgewölbe. Die halbe grosse Achse der Ellipse wird Parallaxe des Sternes genannt.

Die Aberration. Die Erscheinung der Parallaxe wurde von Kopernicus, Tycho Brahe und Galilei vorausgesehen. Vergeblich suchten

die Anhänger Galileis eine solche Bewegung zu entdecken, bis Bradley im Anfang des vorigen Jahrhunderts eine ähnliche Bewegung eines Sternes auffand. Bei näherer Betrachtung fand er aber, dass diese Bewegung in anderer Weise stattfand, als die Berechnung ihm angab. Um den Unterschied deutlich zu machen, denken wir uns einen Stern (A), der gerade in der Ekliptik liegt. Wenn die Erde im Kreise $E\,C\,E'\,G\,E$ (Fig. 4) sich bewegt, beschreibt der Stern eine gerade Linie $a\,b$ auf dem unendlich weit entfernten sog. Firmament, d. h. scheinbar feststehenden Sternhimmel.

Der Stern (A) würde sich scheinbar in a befinden, wenn die Erde sich in E befände, und in b, wenn die Erde in E' wäre. Von C oder G gesehen, würde der Stern seine mittlere Lage einnehmen. Nun fand aber Bradley, dass der von ihm beobachtete Stern gerade umgekehrt sich verhielt. Die mittlere Lage wurde eingenommen, wenn die Erde sich in E und E' befand, die äussersten Lagen wenn die Erde in C und G stand.

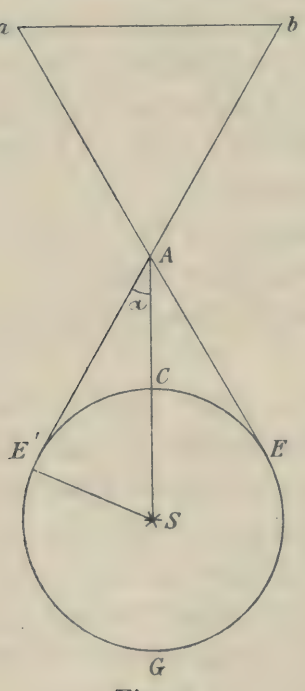


Fig. 4.

Diese Thatsache wurde in folgender Weise erklärt. Angenommen, eine Kugel werde in A (Fig. 5) in der (vertikalen) Richtung AB mit einer Geschwindigkeit v abgefeuert. Bei B stelle man ein Rohr BC auf, worin die Kugel aufgefangen werden soll, so dass sie sich längs der Röhrenachse bewegt. Wenn die Röhre still steht, muss natürlicherweise die Achse von BC in der Verlängerung von AB liegen. Wenn aber die Röhre mit einer Geschwindigkeit a senkrecht zur Richtung AB sich bewegt, so muss der Punkt B gerade unter A liegen, sobald die Kugel da ankommt, C dagegen erst, wenn die Kugel in C' anlangt. Wenn h der Höhenunterschied von B und C ist, wird die Kugel die Zeit h/v zur Zurücklegung des Weges BC benutzen. Während dieser Zeit hat sich C um die Weglänge $a\frac{h}{v}$ nach links verschoben (von C bis C'). Es folgt hieraus, dass die Röhre BC um einen Winkel α gegen die Vertikale geneigt werden muss, wobei offenbar:

$$tg\ \alpha = \frac{CC'}{BC} = \frac{a}{v}.$$

Zu Bradleys Zeit betrachtete man die Lichtstrahlen als durch ausgeschleuderte Partikelchen verursacht, und dann hatte die oben gegebene Ableitung volle Giltigkeit. Nunmehr ist man dagegen der Ansicht, dass die Lichstrahlen von tranversalen Schwingungen im Lichtäther herrühren. Es ist aber aus dem Umstand, dass ein Lichtstrahl sich in gerader Linie fortpflanzt, leicht einzusehen, dass im leeren Raum, oder in der Luft, wenn, wie thatsächlich, die Lichtbewegung nicht durch die Bewegung der Luft gestört wird, dieselben Verhältnisse, wie für die abgeschossene Kugel obwalten werden. Es folgt daraus, dass, wenn man einen Stern in der Richtung BA beobachtet, und das Fernrohr sich mit einer gewissen Geschwindigkeit (a) senkrecht zum Lichtstrahl bewegt, so muss man das Fernrohr um einen Winkel α gegen die Verbindungslinie zwischen Stern und Beobachtungsort neigen, wobei

$$tg\,\alpha = \frac{a}{v},$$

worin v die Geschwindigkeit des Lichts bedeutet. Falls die Bewegung des Fernrohrs von der Bewegung der Erde in ihrer Bahn bei C' herrührt, so ist a die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn. Diese ist, wie vorhin gesehen, 29,7 Kilometer pro Sekunde. Es wird also $tg\,\alpha = 29{,}7 : 300\,000 = tg\,20{,}5''$. In G (Fig. 4) wird die Abweichung zur anderen Seite ebenso gross sein, also die totale Abweichung $41''$. In der That beschrieben alle von Bradley untersuchten Sterne eine Ellipse, deren grösste Achse einen Bogen von $41''$ aufnimmt, d. h. gerade die vorhin berechnete Grösse. Die Grösse $20{,}5''$ wird die Aberration genannt. Die Existenz der Aberration giebt offenbar einen sehr kräftigen Beweis für die Bewegung der Erde um die Sonne.

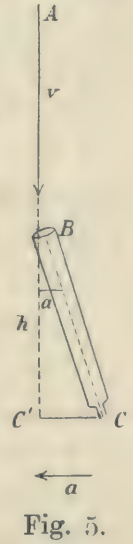


Fig. 5.

Parallaxenmessungen und Sternabstände. Man fand aber durch diese Messung keinen Anhalt zur Beurteilung des Abstandes der Sterne. Die dadurch verursachte scheinbare Bewegung ist viel geringer als die Aberration. Die Parallaxe (α) eines Sternes ist offenbar durch folgende Relation gebunden. Wenn in Fig. 4 D den Abstand AS des Sterns von der Sonne bezeichnet und R die Länge SE' des Radius der Erdbahn, so ist:

$$tg\,\alpha = \sin\alpha = \frac{R}{D}.$$

Bei so geringen Winkeln α, wie die hier in Frage kommenden, kann man nämlich $\sin\alpha = tg\,\alpha$ setzen.

Einer Bogensekunde im Wert von α entspricht ein Wert von D, welcher 206 206 Erdbahnradien beträgt. Die grössten gemessenen Sternparallaxen betragen nicht völlig eine Sekunde, sie verschwinden also gänzlich gegen die Aberration. Es ist daher natürlich, dass man nicht die Parallaxe in ihrer absoluten Grösse aus der Neigung der Sichtlinie gegen die Weltachse berechnet, sondern dass man eine relative Bestimmung macht. Dies hat den Vorteil, dass man nicht wegen der Aberration und vielen zufälligen Fehlern zu korrigieren braucht. Dabei nimmt man an, dass die kleineren Sterne, wenigstens in der Mehrzahl, so weit entfernt sind, dass sie keine nennenswerte Parallaxe zeigen. Der Stern, dessen Parallaxe gemessen werden soll, wird in seiner Lage zu einem solchen als unbeweglich angenommenen Stern bestimmt. Die Veränderung in dieser Lage giebt die Grösse der Parallaxe.

Die erste gelungene Ausführung einer Parallaxenbestimmung verdanken wir Bessel, welcher den Doppelstern 61 im Schwan beobachtete, und die Parallaxe gleich 0,348″ fand. Um zu zeigen, wie grosse Unsicherheit diesen Messungen anhaftet, mögen die verschiedenen Beobachtungen betreffs dieses Sterns angeführt werden. Dieselben sind:

0,314″ und 0,348″ (Bessel), 0,360″ und 0,349″ (Peters), 0,564″ (Auwers), 0,468″ (Bale), 0,270″ (A. Hall), 0,429″ (Pritchard) und 0,525″ (Bjelopolsky).

Der mittlere Wert dieser Ziffern beläuft sich zu 0,4″. Demnach wäre der Abstand dieses Sterns von der Sonne nicht weniger als 500 000 Erdbahnradien oder rund 8 Lichtjahre.

Von allen gemessenen Sternen hat α Centauri, der in Bezug auf Helligkeit dritte aller Sterne, welcher 33 Prozent stärker als Wega leuchtet, die grösste Parallaxe von nicht völlig einer Bogensekunde (0.8″); sein Abstand ist demnach etwa 4 Lichtjahre. Natürlicherweise suchte man die nächstliegenden Sterne, d. h. diejenigen mit grosser Parallaxe unter den hellsten Sternen. Dass es aber nicht immer zutrifft, dass die hellsten Sterne auch die grössten Parallaxen besitzen, wird durch die neuerdings gemachte Entdeckung von Schur erwiesen, welcher einen Stern im Schwan fand, der obgleich nur von der 8. Grösse, doch nur etwa 7 Lichtjahre von der Sonne entfernt liegt. Damit möge verglichen werden, dass Sirius, der unvergleichlich hellste von allen Sternen, etwa 12 Lichtjahre (Parallaxe 0.25″) entfernt ist.

Wega würde in einem Abstand von etwa 20 Lichahren liegen (Parallaxe 0,15″), Capella, die 82 Procent der Helligkeit von Wega besitzt, zeigt eine Parallaxe von 0,053″, liegt demnach in einer Entfernung

von etwa 56 Lichtjahren. Canopus (α Carinae), der eine kaum messbare Parallaxe (0,03″) besitzt, dürfte in etwa 100 Lichtjahren Entfernung liegen, obgleich er nächst Sirius der hellste von den Sternen erster Grösse ist. Absolut genommen muss dieser Stern viel grösser als alle anderen Sterne der ersten Grösse sein.

Es wäre offenbar sehr erwünscht, wenn die Parallaxenmessungen mit grösserer Genauigkeit ausgeführt werden könnten. Für die meisten Sterne kann man bisher keine einigermaassen zuverlässige Schätzung ihres Abstands angeben.

Absolute Helligkeit der Sonne und der Sterne. Wir können uns nun eine Vorstellung von der absoluten Lichtmenge machen, welche die uns am nächsten stehenden Fixsterne aussenden, indem wir dieselbe mit der von der Sonne ausgesandten vergleichen. Wählen wir dazu die vier Sterne Sirius, α Centauri, Wega und Capella. Ihre scheinbare Lichtstärke ist, wie leicht aus den vorhin gegebenen Ziffern berechnet werden kann, 11000, 34000, 46000 und 56000 Millionen mal geringer als diejenige der Sonne. Ihre Abstände betragen 12, 4, 20 und 56 Lichtjahre. Da nun die scheinbare Lichtstärke eines leuchtenden Körpers dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so würde die Sonne, wenn sie in derselben Entfernung verlegt wäre, wie Sirius, $(12 \times 63\,000)^2 = 577\,000$ Millionen mal schwächer die Erde beleuchten als jetzt. Sie wäre demnach absolut genommen 53 mal schwächer als Sirius. In derselben Weise findet man, dass sie 1,88, 35 und 224 mal schwächer als die α Centauri, Wega und Capella wäre, wenn sie neben diesen auf dem Firmament leuchtete.

Da die Helligkeit dieser vier Sterne durch die Zahlen 4,28, 1,33, 1,00 und 0,82 ausgedrückt wird, so wäre demnach die Leuchtkraft der Sonne, wenn sie in derselben Entfernung wie die vier genannten Sterne verlegt wäre, durch folgende Zahlen

0,0815, 0,706, 0,0287 und 0,00365

dargestellt. Wenn also die Sonne ebenso weit von uns entfernt wäre, wie der uns nächste Fixstern, würde sie wie ein Stern der ersten Grösse (etwa wie Procyon = α Canis minoris) leuchten. In der Entfernung von Sirius würde sie nur wie ein Stern zweiter bis dritter, in der Entfernung von Wega wie ein Stern fünfter und in derjenigen von Capella wie ein Stern sechster Grösse erscheinen. Im letzten Fall wäre also die Sonne gerade mit blossem Auge sichtbar. Wir führen hier einige Ziffern nach den neuesten Messungen über diese Verhältnisse an. π bedeutet die Parallaxe, D die Entfernung in Lichtjahren der betreffenden Sterne und

S die Grössenklasse der Sonne, wenn sie ebenso weit weg verlegt wäre wie der fragliche Stern.

Stern	π	D	S
Aldebaran	0,107″	30,5	5,1
Capella	0,081	40,2	5,7
Beteigeuze	0,023	141,7	8,4
Procyon	0,325	10,0	2,6
Pollux	0,056	58,2	6,5
Regulus	0,092	35,4	5,4
Arctur	0,024	135,8	8,3
Wega	0,082	39,7	5,7
Atair	0,231	14,1	3,4

Die angeführten Ziffern mögen genügen, um anzudeuten, wie anspruchslos die enorm scheinende Helligkeit der Sonne ist, wenn sie mit kosmischen Maassen gemessen wird. In der Entfernung von Beteigeuze oder Arctur, die etwa 1500 mal so viel Licht wie die Sonne ausstrahlen, würde die Sonne mit blossem Auge absolut unsichtbar sein.

Eigenbewegung der Sterne. Wir kommen jetzt zu einer anderen sehr interessanten Frage, nämlich ob, ausser der genannten scheinbaren Bewegung, die Sterne eine wirkliche Ortsveränderung erleiden oder ob sie ihren Namen Fixsterne verdienen.

Diese Frage kann man mit Hilfe des Vergleichs zwischen der jetzigen Lage eines Sterns und derjenigen nach älteren Messungen entscheiden. Dabei sind die ältesten Beobachtungen von Hipparch, obgleich nicht sehr genau, doch von grossem Wert durch ihr Alter. Danach hat der helle Stern Arcturus sich seit Hipparchs Zeiten um nicht weniger als $1\frac{1}{4}$ Grad, d. h. $2\frac{1}{2}$ Vollmondbreiten verschoben. Man wäre berechtigt zu vermuten, dass die hellsten Sterne, welche uns am nächsten liegen, die grösste Eigenbewegung besässen. Denn bei gleicher absoluter Geschwindigkeit verschiedener Sterne muss (im Mittel) die gemessene Winkelgeschwindigkeit der Entfernung umgekehrt proportional sein. Eigentümlich genug aber besitzen drei schwache Sterne die grösste Eigenbewegung senkrecht zur Lichtlinie. Der erste derselben, von 8. Grösse, ist von Kapteyn entdeckt (Rectascension 5^h, 7^m, Declination -45^0), im Sternbild der Taube, der zweite ist ein Stern 7. Grösse (Rectascension 11^h, 47^m, Declination 38^0, $26'$), welcher nach dem Kataloge „Groombridge 1830“ benannt wird.

Diese Sterne verschieben sich nicht weniger als 8,7″ resp. 7,9″ pro

Jahr. Danach kommt der Stern „Lacaille 9352“ mit 6,9″. Die Parallaxen dieser beiden letzteren Sterne sind 0,127″ und 0,285″, Entfernungen von 25 bezw. 9 Lichtjahrweiten entsprechend. Sie liegen uns demnach ganz nahe, obgleich sie sehr lichtschwach sind.

Unter Sternen mit grosser Eigenbewegung befinden sich auch die durch grosse Parallaxe ausgezeichneten, oben erwähnten 61 Cygni und α Centauri, welche ähnliche Eigenbewegungen von 5,2″ und 3,7″ besitzen. Sirius dagegen hat nur eine Eigenbewegung von 1,25″, Capella eine von 0,44″ und Wega eine von 0,35″ pro Jahr. Eine sehr grosse Eigenbewegung, 2,28″ pro Jahr besitzt Arctur (α Bootis), welcher eine Parallaxe von nur 0,024″ aufweist. Aus der Kenntnis der Parallaxe und der Eigenbewegung können wir die absolute Geschwindigkeit dieser Sterne senkrecht zur Lichtlinie berechnen. Wir finden so für:

Arctur	450	km. pr. Sek.
Groombridge 1830	280	„ „ „
Lacaille 9352	109	„ „ „
61 Cygni	60	„ „ „
Capella	35	„ „ „
α Centauri	22,5	„ „ „
Sirius	22,5	„ „ „
Wega	10	„ „ „

Die kolossale Geschwindigkeit, mit welcher Arctur durch den Weltraum hindurcheilt, ist, soweit bekannt, die grösste. Wegen der Unsicherheit in der Parallaxenbestimmung kann sie vielleicht um die Hälfte fehlerhaft sein.

Durch die Eigenbewegung der Sterne ändert sich allmählich das Aussehen des Sternhimmels. In historischer Zeit ist wohl diese Veränderung nicht sehr auffallend; es ist aber leicht unter der Annahme, dass die Verschiebung der Fixsterne mit konstanter Geschwindigkeit nach einer geraden Linie vor sich gegangen ist, die Veränderungen zu berechnen, welche in ausgedehnteren Zeitintervallen vor sich gegangen sind. Auf diese Weise kann man z. B. rekonstruieren, wie das charakteristische Sternbild des grossen Bären vor 50 000 Jahren sich ausgenommen hat oder wie es wahrscheinlicherweise nach 50 000 Jahren aussehen wird. Man erhält dann die nebenstehenden Figuren I und III in Fig. 6, während die mittlere Figur II das wohlbekannte jetzige Aussehen dieses Sternbildes darstellt.

Wenn, wie im vorliegenden Beispiel mehrere nebeneinander liegende

Sterne in ihrer Eigenbewegung nicht miteinander folgen, so schliesst man daraus, dass sie keinen inneren Zusammenhang besitzen. Wenn aber im Gegenteil mehrere benachbarte Sterne sich einander parallel verschieben, so dass die Konfiguration des Sternbildes sich nicht im Laufe der Zeit verändert, so hat man guten Grund anzunehmen, dass diese Sterne demselben Sternsystem angehören. Dies ist z. B. der Fall mit den Sternen in dem schönen Sternbild der Plejaden.

Fig. 6.

Da es wohl anzunehmen ist, dass die helleren Sterne uns näher liegen, als die weniger hellen, ebenso wie dass die Sterne in verschiedenen Entfernungen im Mittel dieselbe absolute Eigenbewegung besitzen, so folgt es, dass die hellsten Sterne eine grössere relative Eigenbewegung, wenn man dieselbe in Bogenmaass ausdrückt, besitzen, als die weniger hellen. Denn wenn von zwei Himmelskörpern, welche gleich schnell sich senkrecht zur Sichtlinie bewegen, der eine uns doppelt so nahe liegt wie der andere, so wird jener in derselben Zeit einen doppelt so grossen Bogen auf dem Firmament beschreiben, wie dieser. Dies wird auch durch die Erfahrung bewahrheitet, wie folgende Zusammenstellung der mittleren jährlichen Eigenbewegung der zu verschiedenen Grössenklassen gehörigen, in Bradleys Katalog verzeichneten Sterne zeigt.

65	Sterne	erster und zweiter Grösse	0,222″
154	„	dritter Grösse	0,168″
312	„	vierter „	0,137″
696	„	fünfter „	0,111″
994	„	sechster „	0,090″
921	„	siebenter „	0,086″.

Die Abnahme der Eigenbewegung bei abnehmender Helligkeit ist sehr deutlich ausgesprochen. Sie ist aber jedenfalls nicht so gross, wie man erwarten könnte, wenn die Entfernung der Sterne für eine Grössenklasse im Mittel 1,52 mal grösser wäre als für die nächst vorangehende. Anstatt der Verhältniszahl 1,52 zwischen den Eigenbewegungen zwei nach einander folgenden Grössenordnungen findet man aus den oben angegebenen Zahlen, einen Mittelwert, der nur 1,21 beträgt.

Zum Vergleich mit obenstehender Tabelle möge eine Berechnung von Kapteyn betreffs der mittleren Parallaxe der Sterne von verschiedenen Grössenordnungen mitgeteilt werden. Dabei unterscheidet Kapteyn Sterne des ersten und des zweiten Spektraltypus, weisse und gelbliche Sterne. (Vergl. weiter S. 24—25). Die von ihm gegebenen Zahlen sind:

Photometrische	Parallaxe der Sterne.		
Grösse	1. Typus	2. Typus	Generalmittel
1,0	0,0446″	0,1010″	0,0750″
2,0	0,0315	0,0715	0,0530
3,0	0,0223	0,0505	0,0375
4,0	0,0157	0,0357	0,0265
5,0	0,0111	0,0253	0,0187
6,0	0,0079	0,0179	0,0132
7,0	0,0056	0,0126	0,0094
8,0	0,0039	0,0089	0,0066
9,0	0,0028	0,0063	0,0047

Die Werte für höhere Grössenklassen sind nur durch Extrapolation aus einer Formel gewonnen, welche ausdrückt, dass ein Stern einer Grössenklasse $\sqrt{2}$ mal grössere Parallaxe hat, als ein Stern folgender Grössenklasse. Mit anderen Worten: die mittlere Helligkeit der Sterne einer Grössenklasse wäre doppelt so gross wie diejenige der Sterne folgender Klasse, wie es bei der Bestimmung der photometrischen Grösse vorausgesetzt wird. Die Grössenklasse, 6,0 nach der photometrischen Grössenbestimmung entspricht derselben Grössenklasse nach Argelanders Schätzung.

Wie aus den Werten ersichtlich, stehen die Sterne vom 2. Typus (die gelblichen) uns etwa 2,25 mal näher als die gleich hellen Sterne vom 1. Typus.

Spektralanalyse. Mit Hilfe des Spektroskopes ist es gelungen die absolute Geschwindigkeit der Sterne in Richtung der Sichtlinie zu bestimmen. Man erhält auf diese Weise, die im Folgenden näher be-

schrieben wird, Zahlen der Geschwindigkeit, welche von derselben Grössenordnung sind wie die oben für die Bewegung senkrecht zur Sichtlinie angeführten.

Wenn man einen schmalen Lichtspalt durch ein durchsichtiges Prisma, dessen Kanten dem Spalte parallel gerichtet sind, betrachtet, so sieht man ein sogenanntes Spektrum, in welchem das durch den Spalt einfallende Licht in seine verschiedenen Farben von rot bis violett zerlegt ist. Erzeugt man mit Hilfe einer oder mehrerer Linsen ein Bild des Spaltes und schiebt in den Weg der Lichtstrahlen ein Prisma ein, so erhält man ein objektives Spektrum, bestehend aus den nebeneinander gelagerten verschiedenfarbigen Bildern des Spaltes. Dieses Spektrum kann man auf eine photographische Platte fallen lassen und erhält auf diese Weise eine Spektralphotographie. In diesem photographischen Bild sind nicht nur die sichtbaren, und vorwiegend die gegen das violette Ende des Spektrums liegenden Teile, sondern auch die ausserhalb des sichtbaren Spektrums belegenen sogenannten ultravioletten Teile abgebildet. Dieses Spektrum oder das photographische Bild davon giebt uns darüber Aufschluss, welche Lichtsorten durch den Spalt hineinstrahlen. Fehlt die eine oder die andere Lichtsorte in der genannten Lichtquelle, so wird dies dadurch gekennzeichnet, dass an der betreffenden Stelle des Spektrums eine dunkle Stelle auftritt. Sind nur wenige nebeneinander liegende Lichtwellenlängen im Spektrum nicht vertreten, so ist die dunkle Stelle schmal linienförmig, fehlt aber Licht von mehreren solchen aufeinander folgenden Wellenlängen, so treten im Spektrum breitere dunkle Bänder auf. Es ist nun für das von festen oder flüssigen Körpern ausstrahlende Licht charakteristisch, dass im allgemeinen darin keine dunkeln Linien oder Bänder vorkommen. Eine Ausnahme von dieser Regel machen nur die Verbindungen einiger seltenen Erdartmetalle, was indess für die Himmelsphysik ohne Bedeutung ist. Man sagt deshalb, dass die von einem glühenden festen oder flüssigen Körper ausgesandten Lichtstrahlen ein kontinuierliches Spektrum geben. Je heisser der glühende Körper ist, desto mehr tritt das stärker brechbare (blaue) Ende hervor. Ganz anders bei den Gasen. In ihren Spektren treten nur vereinzelte helle Linien hervor, welche dem betreffenden Gas eigentümlich sind. Nimmt aber die Dichte der strahlenden Gasmenge zu, so verbreitern sich die hellen Linien und zwischen ihnen entsteht ein schwacher Lichtschimmer, welcher den Anfang eines kontinuierlichen Spektrums bildet. Nun kann man die Dichte des Gases sehr stark durch Erhöhung des Druckes vergrössern, so dass sie am Ende

sich derjenigen einer Flüssigkeit nähert — speciell kann man vollkommene Gleichheit der Gas- und Flüssigkeitsdichte bei dem kritischen Punkt erreichen. In diesem Fall nähert sich das Spektrum des Gases immer mehr demjenigen der entsprechenden Flüssigkeit und bei dem kritischen Punkte müssen die beiden Spektren identisch sein.

Nachstehende Tafel (Taf. II) giebt die Spektren einiger der wichtigsten Himmelsobjekte wieder. Das Spektrum eines festen oder flüssigen Körpers oder eines sehr stark kondensierten Gases erhält man, wenn man in der Tafel die schwarzen Linien des Sirius- oder des Sonnen-Spektrums mit Farbe von den nächstliegenden Teilen überdeckt. Typische Gasspektren, die aus einzelnen hellen Linien mit dunklen Zwischenräumen bestehen, sind dagegen die beiden in der Tafel wiedergegebenen Spektren der Protuberanzen und des Nebelflecken im Drachen. Ein anderes typisches Gasspektrum ist dasjenige des Äthylengases. In diesem Falle, welches für zusammengesetzte Gase zuzutreffen scheint, gruppieren sich die vielen feinen Linien so, dass kanellierte Bänder entstehen (s. g. Bandspektren). Das Spektrum der Sonne ist, wie gesagt, ein kontinuierliches durch viele schwarze Linien durchzogenes. Von diesen Linien fallen einige, die mit C, F und h bezeichneten, auf dieselben Stellen, wie die hellen Linien des Wasserstoffspektrums. (Diese hellen Linien kommen, wie die Tafel zeigt, auch im Spektrum des Protuberanzen vor.) Man erklärt bekanntlich diesen Umstand so, dass man annimmt, in den äussersten Schichten der Sonne befinde sich in grosser Menge Wasserstoff, welcher die für dieses Element charakteristischen Lichtsorten in dem durchstrahlenden Licht des Sonnenkörpers, welches für sich ein kontinuierliches Spektrum giebt, absorbiert. Die anderen dunklen Linien im Sonnenspektrum, welche Fraunhofersche Linien nach ihrem fleissigen Beobachter Fraunhofer genannt werden, sind Folge der Absorption durch andere in der Sonnen- oder Erdatmosphäre befindliche Gase. Die für die Erdatmosphäre charakteristischen Linien sind in der nachstehenden Tafel wiedergegeben. Sie rühren von der Absorptionswirkung des in der Luft befindlichen Sauerstoffes und Wasserdampfes her. Die anderen Frauenhoferschen Linien entsprechen Stoffen, deren Anwesenheit in den äusseren Schichten der Sonne zur Erklärung der Linien vorausgesetzt werden muss (Kirchhoff). Auf diese Weise hat man die Anwesenheit von Calcium, Natrium, Eisen, Titan nnd mehreren anderen Körpern in der Sonnenatmosphäre nachgewiesen, worauf wir später zurückkommen werden.

Sternspektra. In derselben Weise kann man das Spektrum der

Sterne untersuchen. Da aber jeder Stern punktförmig aussieht, wird das Spektrum des Sternes nicht bandförmig, wie dasjenige eines Lichtspaltes, sondern linienförmig aussehen. Da in diesem unendlich schmalen Band die Absorptionsstellen schwer zu entdecken sind, so verwandelt man das Spektrum in ein Band mit endlicher aber geringer Breite dadurch, dass man eine Cylinderlinse in den Weg des Lichtstrahles einschiebt, so dass die Achse der Cylinderlinse parallel dem ursprünglichen Linienspektrum liegt. Oder, bei der Aufnahme von Photogrammen, verschiebt man die photographische Platte langsam in einer Richtung senkrecht zur Richtung des linienförmigen Spektrums, wodurch man ein Spektralphotogramm erhält, das demjenigen eines durch einen Spalt gegangenen Lichtbündels ähnelt.

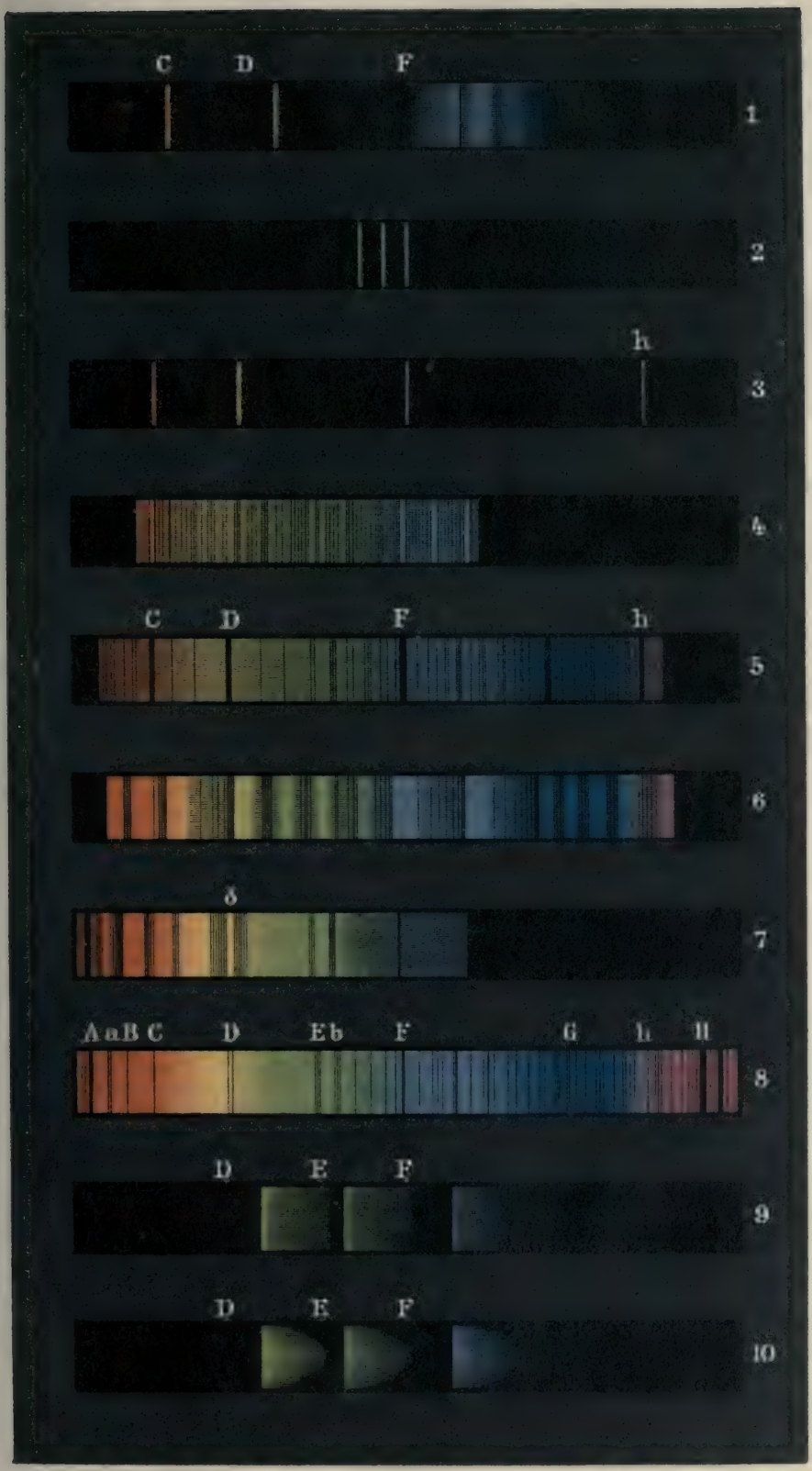
Auf diese Weise haben viele Beobachter, worunter als der erste Fraunhofer und in neuerer Zeit Secchi, Huggins, Vogel, Dunér, Bjelopolsky und mehrere amerikanische Astronomen, vor allen Pickering, zu nennen sind, eine grosse Anzahl von Spektren der helleren Sterne untersucht. Es hat sich herausgestellt, dass die Sternspektren sehr verschieden sind, man kann dieselben aber unter verschiedenen Haupttypen klassificieren. Die von Vogel aufgestellten Haupttypen sind drei,

1. Weisse Sterne. Der blaue und violette Teil des Spektrums tritt sehr kräftig hervor. Die Metalllinien sind schwach ausgeprägt und gehören den Elementen Eisen, Natrium und Magnesium an (z. B. in Sirius und Wega) oder sie fehlen gänzlich (z. B. in Regulus = α Leonis). Dagegen sind die Wasserstofflinien sehr stark vertreten und verbreitert (Sirius, Wega), bisweilen sogar umgekehrt, d. h. teilweise hell, was auf eine sehr dichte Wasserstoffatmosphäre hindeutet (z. B. β Lyrae). In diesen letzterwähnten Fällen tritt auch die Heliumlinie D_3 umgekehrt auf. In einigen Fällen (β, γ, δ und ε Orionis, Algol u. a.) fehlen die Wasserstofflinien und sind durch Heliumlinien ersetzt, worunter eine Linie früher unbekannten Ursprunges (die sog. Orionlinie, Wellenlänge 447,14 $\mu\mu$.) besonders kräftig hervortritt.

Alle Umstände deuten auf eine sehr hohe Temperatur der Sterne dieser Klasse. Sie scheinen von sehr dichten Atmosphären von Wasserstoff und Helium oder einem dieser Gase umgeben zu sein. Die „Heliumsterne“ (mit der Orionlinie) sind wahrscheinlich heisser als die Wasserstoffsterne, wo das Wasserstoffspektrum überwiegt.

Bisweilen können auch in den Spektren vom ersten Typus diffuse Bänder vorkommen, wie das Spektrum von Atair (α Aquilae) beweist. Es

Spectral-Tafel.



Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

Lith Anst Julius Klinkhardt Leipzig

gelang Scheiner durch unscharfe Einstellung der Linien im Sonnenspektrum Bilder zu erhalten, welche den Bändern im Atair-Spektrum sehr ähnlich sind. Scheiner nimmt deshalb an, dass die eigentümlichen Bänder von der Rotation des Atair herrühren, wodurch die Linien verschoben werden je nach der (in Bezug auf den Beobachter) relativen Geschwindigkeit der leuchtenden Punkte (vergl. weiter unten). Nach dieser Annahme kann man berechnen, dass ein Punkt am Äquator des Atair eine Geschwindigkeit von 27 km. pr. Sek. besitzen sollte, etwa dreizehn mal derjenigen des Sonnenäquators und zweimal derjenigen des Jupiteräquators.

2. Gelbe Sterne. Die Metalllinien treten sehr ausgeprägt auf, das blaue Ende des Spektrums ist durch zahlreiche Absorptionslinien geschwächt. Zu dieser Klasse gehören die Sonne und einige ihr sehr ähnliche Sterne, wie Capella, Pollux, Procyon, Arcturus (α Bootis) und Aldebaran (α Tauri). Die typischen Spektrallinien sind in der Hauptsache dieselben wie diejenigen der Sonne und man hat auf diese Weise in ihrer Atmosphäre Wasserstoff, Natrium, Eisen, Calcium, Baryum, Magnesium, Chrom, Mangan, Wismuth, Antimon, Quecksilber und Tellur nachgewiesen.

In vielen Fällen treten in dem rötlichen Ende des Spektrums schwache Bänder hervor. Dabei ist das Spektrum durch sehr viele dicht stehende Linien, worunter die Wasserstofflinien zurücktreten, charakterisiert. Von dieser Art ist das Spektrum des Arcturs und des Aldebarans, weshalb die betreffenden Sterne als Sterne vom Arcturtypus bezeichnet werden. Die mehr der Sonne ähnlichen Sterne, bei welchen die Wasserstofflinien im Spektrum stark hervortreten, werden nach einem der charakteristischen Sterne, Capella, als Sterne von Capellatypus bezeichnet. Diese sind offenbar heisser wie die Sterne vom Arcturtypus. In einigen wenigen Fällen (z. B. T Coronae) sind die Linien teilweise umgekehrt. Wahrscheinlich sind die von Wolf und Rayet beobachteten Sterne mit dichter Gasatmosphäre zu dieser Gruppe zu zählen. Die Wasserstoffatmosphäre dieser Sterne ist bisweilen so ausgedehnt, dass sie bei weit geöffnetem Spektroskopspalt als Scheibchen erscheinen. Wenn man das Fernrohr durch gelinden Druck etwas zur Seite schiebt, so dass der Stern nicht sichtbar ist, so enthält man doch ein Spektrum der *H*-Linien. Man hat berechnet, dass diese Wasserstoffatmosphäre, wenn sie die Sonne umgäbe, die Neptunbahn ausfüllen könnte. Ein solches gleichzeitiges Auftreten von dunklen und hellen Linien zeigen die Spektra der sog. „neuen“ Sterne, wie die beigefügte Abbildung (Fig. 7) des Spektrums von „Nova Aurigae“,

dem (1892) neuen Stern im Fuhrmann zeigt. Die plötzliche Lichtentwickelung dieser neuen Sterne dürfte demnach von mächtigen Gasausbrüchen herrühren, welche in irgend einer Weise bei einem schon ziemlich stark abgekühlten und deshalb wenig sichtbaren Stern auftreten und dadurch dem Stern plötzlich grosse Helligkeit verleihen.

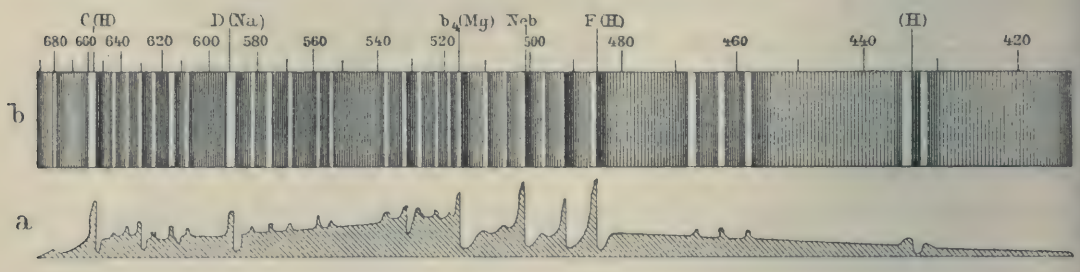


Fig. 7.

Die Sterne der zweiten Klasse sind offenbar nicht unbedeutend kälter wie diejenigen erster Klasse. Noch mehr abgekühlt sind

3) Die rötlichen Sterne. Ausser den Metalllinien kommen in den Spektren dieser Sternklasse starke Bänder im ganzen Spektrum vor. Bei den meisten dieser Sterne (z. B. α Orionis, α Herculis, o Ceti, β Pegasi, Antares etc.) sind die Bänder gegen Violett hin scharf abgegrenzt, gegen Rot aber verschwommen. Zu dieser Gruppe gehört die überwiegende Anzahl der veränderlichen Sterne. Die Bänder deuten an, dass die Hitze in ihrer Atmosphäre so weit gesunken ist, dass chemische Verbindungen darin existieren können. Einige der Metalllinien sind sehr breit und verschwommen, wie z. B. die Natriumlinie. Der Wasserstoff tritt sehr stark zurück und ist nur unsicher im Spektrum wiederzuerkennen. Wahrscheinlicherweise giebt der Wasserstoff in diesem Fall schwache helle (umgekehrte) Linien, welche sich nicht merklich gegen den hellen Hintergrund abheben. Wie wir unten sehen werden, haben die Spektra der Sonnenflecken in vielen Hinsichten eine gewisse Ähnlichkeit mit diesen Sternspektren. Die Metalllinien gehören vorwiegend dem Natrium, Calcium, Eisen und Magnesium, sowie geringeren Mengen von anderen Metallen an. Eine andere Unterabteilung der dritten Gruppe hat so stark ausgeprägte Absorptionsbänder, dass die helleren Partieen wie helle Bänder aussehen, welche bisweilen von hellen Linien durchzogen sind. Bei diesen durchwegs sehr lichtschwachen Sternen, die hellsten sind sechster Grösse, sind die Bänder nach dem violetten Ende des Spektrums hin verwaschen. Man hat geglaubt, in den Spektren dieser Sterngruppe Kohlenwasserstofflinien identifiziert zu haben.

Offenbar sind die Sterne dieser Gruppe noch kälter, wie alle die vorhin genannten, wodurch ihre geringe Helligkeit und ihre rote Farbe verursacht sind.

Zur ersten Gruppe gehört etwa die Hälfte, zur zweiten ein Drittel aller untersuchten Sterne. Der dritten Gruppe gehören nur etwa hundert der helleren Sterne an.

Bei Durchmusterung der Spektra der verschiedenen Sterne kann man sich nicht des Gedankens erwehren, dass die verschiedenen Sterngruppen verschiedenen Entwicklungsstadien entsprechen. Die jüngsten und wärmsten aller Sterne wären (nach der allgemeinen Ansicht, vgl. weiter unten Kap. Kosmogonie) diejenigen der ersten Gruppe. Das kontinuierliche Licht, welches von dem eigentlichen Sternkörper ausstrahlt, rührt hauptsächlich von Kondensationen, wolkenartigen Bildungen in der Atmosphäre der Sterne, zum geringeren Teil von den stark verdichteten Metalldämpfen im Inneren des Sterns her. In den höheren Schichten dieser Atmosphäre befinden sich die leichten Gase, Wasserstoff oder Helium oder alle beide, weiter unten Metalldämpfe. Bei den Sternen erster Klasse ist die Atmosphäre der leichten Gase so dick und heiss, dass die für uns sichtbaren Kondensationen beinahe alle in diesen oberen Schichten vor sich gehen. Wir sehen deshalb keine oder nur schwache Metalllinien, dagegen sehr starke Wasserstoff- oder Heliumlinien. Bisweilen ist die Menge und Temperatur der leichten Gase genügend, um helle Umkehrungen dieser Linien zu verursachen. Bei dem zweiten Spektraltypus ist die Abkühlung weiter fortgeschritten, so dass Kondensationen nicht nur in den höchsten Schichten der Atmosphäre, sondern auch innerhalb der Metallatmosphäre vorkommen. Man sieht dann die dunklen Metalllinien scharf hervortreten. Das Zurücktreten des violetten Endes des Spektrums und einige schwache Bänder im roten Teil deuten auf niedrigere Temperatur hin. Bei den rötlichen Sternen treten tiefe Temperatur andeutende Erscheinungen noch mehr hervor. Die bei denselben gewöhnlich vorkommende Veränderlichkeit lässt auf das Vorkommen von kälteren und wärmeren Perioden schliessen, wie solche in geringerem Maassstab bei unserer Sonne durch die Fleckenperiode sich kundgeben. Zuletzt wird die Leuchtkraft der Sterne sehr schwach und das Licht ausgeprägt rot, der relativ niedrigen Temperatur entsprechend. Nach diesem Stadium kommt dasjenige, worin die dunklen ultraroten Strahlen allein herrschen, der Stern ist in einen nichtleuchtenden Himmelskörper übergegangen (vgl. weiter unten Kap. Kosmogonie).

Im Grossen und Ganzen zeigen die Sterne dieselbe chemische Zu-

sammensetzung wie die Sonne. Die hervorragende Rolle des Wasserstoffs und Heliums, sowie des Eisens, Natriums, Calciums und Magnesiums, macht sich überall bemerkbar. Es ist dann kein Zweifel, dass unsere Sonne mit den Fixsternen sehr nahe verwandt ist, und zwar ist sie als ein Fixstern der ersten Abteilung in der zweiten Klasse anzusehen.

Das Prinzip von Doppler. Nehmen wir an, eine Person bei B (Fig. 8) beobachtet eine schwingende Stimmgabel in A, welche n Schwingungen pro Sekunde macht. Die Entfernung AB möge gleich der Schallgeschwindigkeit v (330 m. pro Sekunde bei 0°) sein. Steht nun die Stimmgabel in A, so hört die Person in B gerade n Schwingungen pro Sekunde. Bewegt sich aber die Gabel mit einer bestimmten Geschwindigkeit c ($= AC$) von A gegen B, so werden die Verhältnisse etwas verändert, indem die Person mehr als n Schwingungen pro Sekunde hört. Um dies zu berechnen, bemerken wir uns, dass die Gabel nach der Zeit v/c Sek. in B anlangt. Bezeichnen wir den Zeitpunkt, in welchem die Stimmgabel A passiert, mit 0, so ist die Zeit 1 Sek., als die Schwingung, welche die Gabel in A produziert, nach B anlangt. Weiter gelangt die Gabel selbst zur Zeit v/c Sek. nach B an, und die dann ausgeführte Schwingung wird gleichzeitig von der Person in B vernommen. Die Schwingungen, welche während der Zeit v/c Sek. entstehen, also $nv:c$ Schwingungen, werden also von dem Beobachter in B während der Zeit zwischen 1 Sek. und v/c Sek. vernommen. D. h. in der Zeit v/c—1 Sek. werden nv/c Schwingungen in B vernommen, während einer Sekunde also:

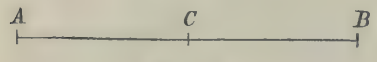


Fig. 8.

$$n_1 = \frac{nv}{c} \cdot \frac{1}{\frac{v}{c} - 1} = n \frac{v}{v-c}$$

Die Schwingungszahl n der Gabel steigt durch ihre Bewegung scheinbar zu n_1 d. h. im Verhältnis $v : (v-c)$, oder die Wellenlänge der ausgesandten Schallwellen nimmt im Verhältnis $(v-c) : v$ oder $\left(1-\frac{c}{v}\right) : 1$ ab. Bewegte sich die Gabel in der Richtung von B gegen A mit der Geschwindigkeit c, so würde, wie leicht einzusehen, die Wellenlänge im Verhältnis $\left(1+\frac{c}{v}\right) : 1$ zunehmen. Dies stimmt auch mit der Erfahrung über die Änderung in Tonhöhe beim schnellen Vorbeibewegen einer Tonquelle (angeblasenen Trompete) an einem Beobachter.

Bewegung der Sterne in der Sichtlinie. Dasselbe Verhalten müssen die Lichtwellen zeigen, wenn wir in den vorhin abgeleiteten Ausdrücken v die Lichtgeschwindigkeit (300000 km. pro Sek.) und c die Geschwindigkeit der Lichtquelle in der Richtung der Sichtlinie bedeuten lassen. Fizeau war der erste, welcher die grosse Brauchbarkeit des Dopplerschen Prinzipes zur Berechnung der Bewegungen von leuchtenden Körpern hervorhob (1848).

Wenn also ein Fixstern sich auf uns in der Richtung der Sichtlinie mit einer Geschwindigkeit von 1 km pro Sek. zu bewegt und eine Strahlenart aussendet, deren Wellenlänge 600 $\mu\mu$ ($\mu\mu = 10^{-6}$ Millimeter), so wird die Wellenlänge um 600 : 300000 $\mu\mu$, d. h. 1/500 $\mu\mu$ scheinbar abnehmen, eine Grösse, die bei äusserst genauer Beobachtung gerade gemessen werden kann.

Da nun die Verschiebung der Spektrallinien im allgemeinen sehr gering ist — sie erreicht höchstens den Wert von 0,1 $\mu\mu$ — so kann man diese Linien doch ohne Schwierigkeit identifizieren, und aus der Abweichung von der in gewöhnlicher Weise gemessenen Wellenlänge die Geschwindigkeit des strahlenden Körpers ausmessen. Man hat auf diese Weise für die Geschwindigkeit in der Sichtlinienrichtung folgende Werte gefunden, wobei ein + andeutet, dass der Stern sich von der Sonne entfernt, ein — dass er sich der Sonne nähert.

	km/Sek.		km/Sek.
α Can. maj. (Sirius)	+ 75	α Cygni (Deneb)	— 6
α Tauri (Aldebaran)	+ 49	α Bootis (Arcturus)	— 8
61 Cygni	+ 43	α Can. min. (Procyon)	— 11
Orionnebel	+ 27	α Cassiopejae	— 15
α Aurigae (Capella)	+ 25	α Aquilae (Atair)	— 34
α Leonis (Regulus)	+ 24	ζ Herculis	— 70
β Orionis (Rigel)	+ 24	α Lyrae (Wega)	— 81
α Orionis (Beteigeuze)	+ 14	η Cephei	— 87

Wenn man diese Ziffern mit den oben für die Bewegung senkrecht zur Sichtlinie gegebenen vergleicht, so findet man, dass dieselben von der gleichen Grössenordnung sind. Wenn man mit a und b die Geschwindigkeiten senkrecht zur und in der Sichtlinie bezeichnet, so wird die totale Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Sie ist für die vier Sterne:

Wega	Sirius	61 Cygni
$\sqrt{23^2 + 81^2} = 84$	$\sqrt{23^2 + 75^2} = 78$	$\sqrt{60^2 + 43^2} = 74$ km/Sek.

Capella

$\sqrt{35^2 + 25^2} = 43$ km./Sek.

Die letztgenannte von diesen Geschwindigkeiten dürfte etwas grösser (um 15 Prozent) als die mittlere der bei den Fixsternen beobachteten sein. Die drei ersten gehören zu den grössten unter allen beobachteten (vgl. S. 19). Da Wega sich gegen die Erde mit einer Geschwindigkeit von 84 km pro Sek. hinbewegt, so kann man sich fragen, wie lange Zeit sie wohl brauchen wird, um die 20 Lichtjahre zurückzulegen, die uns von diesem Stern trennen. Man findet leicht, dass diese Zeit $20 \cdot 300000 : 84 = 71000$ Jahre beträgt. Diese Zeit könnte wohl lang erscheinen; misst man aber mit geologischem Zeitmaass, so ist das Resultat nicht auffallend, indem die Periode, welche nach der Eiszeit verflossen ist, dieselbe Grössenordnung besitzt.

Einfluss des Druckes auf die Lage der Spektrallinien. In jüngster Zeit haben Humphreys und Mohler eine Beobachtung gemacht, welche wohl verdient, bei ähnlichen Berechnungen beachtet zu werden. Diese beiden Forscher fanden nämlich, dass das Emissionsspektrum eines glühenden Gases von dem Druck des Gases abhängt. Dabei hat man nicht mit dem Partialdruck, sondern mit dem Totaldruck zu rechnen, welcher durch Einpressen von Luft in einem Behälter, worin ein Lichtbogen mit dem zu untersuchenden Stoff brannte, verändert wurde. Wenn der Druck erhöht wird, so verschieben sich die Spektrallinien nach der roten, wenn er vermindert wird, nach der blauen Seite des Spektrums hin. Die Verschiebung ist dem Druck proportional und bei einem gegebenen Stoff ist die Änderung der Wellenlänge dieser Grösse selbst proportional. Sie ändert sich von Stoff zu Stoff, indem sie in einer Gruppe von Metallen sich ziemlich proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht zeigt. Bei einigen Metallen (die Mg-Ca-Gruppe) ist die Verschiebung nicht für alle Linien gleichmässig, sondern man erhält zwei charakteristische Werte. Sie ist für eine Wellenlänge von 480 $\mu\mu$ und eine Druckzunahme von einer Atmosphäre:

bei Natrium	108.10^{-5} $\mu\mu$	bei Calcium	54.10^{-5}	oder 27.10^{-5}	$\mu\mu$
„ Lithium	85 „	„ Strontium	65	„ 37	„
„ Kalium	132 „	„ Barium	58	„ 34	„

bei	Chrom	26	$\mu\mu$	bei	Magnesium	44	oder 30	$\mu\mu$
„	Eisen	25	„	„	Titan	22		„
„	Nickel	28	„	„	Aluminium	55		„
„	Kobalt	24	„	„	Wismuth	49		„
„	Cyan	0	„	„	Uran	9		„

Wenn sich demnach der Druck um eine Atmosphäre erhöht, so wird die Natriumlinie ihre Wellenlänge um $108 \cdot 10^{-5} : 480 = 2{,}25 \cdot 10^{-6}$ ihres Betrages ändern. Da nun eine Geschwindigkeit von 1 km pro Sek. einer Änderung von $3{,}3\ 10^{-6}$ entspricht, so ersieht man daraus, dass eine Zunahme des Druckes von einer Atmosphäre, d. h. ein Druck von zwei Atmosphären nach den älteren Ansichten als eine Geschwindigkeit von 0,67 km gedeutet werden könnte, wenn man aus der Verschiebung der Natriumlinie nach dem Dopplerschen Prinzip die Geschwindigkeit berechnete. Da nun bei Natrium die Verschiebung ungewöhnlich gross ist, z. B. 5 mal so gross wie beim Eisen und wahrscheinlicherweise — nach dem Kubikwurzelgesetz — 3 mal so gross wie für Wasserstoff, so ist es ersichtlich, dass erst ziemlich grosse Drucke einen merklichen Fehler in den früher ermittelten Geschwindigkeiten verursachen können.

In dieser Beziehung ist es interessant, dass Jewell aus der Verschiebung der dunklen Sonnenlinien den (mittleren) Druck berechnet hat, welcher in der sog. umkehrenden Schicht, wo die hauptsächliche Absorption vor sich geht, herrscht. Er fand so folgende Zahlen:

		Atom-Gew.			Atom-Gew.
Aluminium	2 Atm.	27	Mangan	5 Atm.	55
Silicium	4 „	28	Eisen	6 „	56
Calcium (a)	6 „	40	Nickel	7 „	59
„ (b)	3 „	40	Kupfer	7 „	63
Chrom	5 „	52	Kobalt	4 „	59

Der Druck in der umkehrenden Schicht scheint etwa 5 Atmosphären zu sein und dürfte auf anderen Himmelskörpern von derselben Grössenordnung sein. Für Körper mit niedrigem Atomgewicht fällt dieser Druck relativ gering aus, was darauf hindeutet, dass dieselben hauptsächlich in den äusseren Schichten konzentriert sind, worauf viele andere Umstände schliessen lassen (vgl. weiter unten Kap. Die Sonne). Wenn man die Verschiebung der Wasserstoff- oder Eisenlinien misst, so beträgt sie in diesem Fall nicht mehr als was einer Bewegung von 1 km pro Sek. in der Sichtlinie entsprechen würde. Eine solche Genauigkeit ist (für die Sterne) nur in den seltensten Fällen erreicht. Man kann demnach wohl behaupten

dass die aus der Verschiebung der Spektrallinien gezogenen Schlüsse in Bezug auf die Bewegung der Sterne nicht in bedeutendem Grade durch die Entdeckung von Humphreys und Mohler geändert werden.

Dies gilt ganz besonders für solche Fälle, in welchen die Änderung der Verschiebung mit der Zeit beobachtet wird, woraus man geschlossen hat, dass einige Sterne sich um einen Punkt herum bewegen (vgl. unten über Doppelsterne).

Die Beobachtung von Humphreys lässt uns hoffen, dass es mit verfeinerten Messapparaten möglich sein wird, sowohl den Druck in den Licht emittierenden oder absorbierenden Teilen der Sternenatmosphäre, als auch die Bewegung der Sterne in der Sichtlinie zu messen. Dabei wird der Umstand von Bedeutung sein, dass Linien, welche verschiedenen chemischen Elementen angehören, zufolge der Bewegung sich alle gleich stark verschieben, zufolge des Druckes aber sehr verschiedene Veränderungen erleiden.

Eigenbewegung des Sonnensystems. Es fiel dem berühmten Astronomen W. Herschel bei Durchmusterung der Eigenbewegungen der Sterne auf, dass im allgemeinen die Sterne eines Teils des Himmels sich von einander entfernen, andere dagegen sich einander nähern. Dies könnte einer perspektivischen Wirkung der Eigenbewegung des Sonnensystems zugeschrieben werden. Er suchte in dieser Weise den Konvergenzpunkt der säkularen Eigenbewegungen und erhielt einen Punkt im Sternbild Herkules, gegen welchen sich nach dieser Anschauung das Sonnensystem hinbewegt. Struve fand für diesen Punkt

$$AR = 261{,}5^0,\ D = +\ 37{,}6^0.$$

Wenn man die Lage der hellsten Sterne, welche oben in Bezug auf ihre Geschwindigkeit in der Sichtlinie angeführt sind, auf einer Sternkarte nachsieht, so findet man, dass diejenigen, welche sich uns nähern, auf einem Teil, diejenigen, welche sich von uns entfernen, auf einem andern Teil des Himmelsgewölbes liegen. So z. B. liegen die beiden hellen Sterne, welche die grössten Geschwindigkeiten besitzen, Wega und Sirius, beinahe auf diametral entgegengesetzten Stellen des Himmels und die Sterne, welche sich gegen uns hinbewegen, liegen alle in derselben Gegend wie Wega (mit Ausnahme von Procyon), diejenigen, von welchen wir uns entfernen, in der Umgebung von Sirius.

Es erschien deshalb natürlich, den Himmel in zwei Hälften einzuteilen, so dass die mittlere Eigenbewegung, in der Richtung der Sichtlinie für die eine Hälfte so gross wie möglich und positiv, für den andern Teil so gross wie möglich und negativ wurde. Der Mittelpunkt der

letzteren Hälfte kann offenbar als derjenige Punkt angesehen werden, gegen welchen das Sonnensystem hinstrebt. Vogel fand für 51 Sterne in dieser Weise den Punkt $AR = 206,^0$ $D = +45,9^0$, also nicht allzu weit von dem Herschelschen Konvergenzpunkt entfernt.

Neuere Bestimmungen geben den Punkt $AR = 264$ bis 284^0, $D = 41^0$ bis -1^0 wie folgende Daten angeben:

	AR	D
Porter	281,2	+ 40,7
Engelmann	267	+ 31
Kobold	267	— 1,1
Ristenpart	284	+ 32
Bakhuyzen	264	+ 30

Die Geschwindigkeit des Sonnensystemes in dieser Richtung wird zu etwa 17 km pro Sek. geschätzt.

Nebel. Man trifft häufig auf dem Himmelsgewölbe mehr oder weniger ausgedehnte Gebilde, welche offenbar aus sehr fein verteilter Materie aufgebaut sind und deshalb den Namen Nebel erhalten haben. Sie zeigen keine Eigenbewegung (senkrecht zur Sichtlinie) noch Parallaxe, welche übrigens schwer zu messen ist. Man hat daher allen Anlass anzunehmen, dass sie sehr weit von uns entfernt sind. Ihr Spektrum ist entweder kontinuierlich, ähnlich dem Sternspektrum, in diesem Fall nimmt man an, dass sie aus Ansammlungen von grossen Mengen Sternen, sog. Sternhaufen, bestehen. Oder es zeigt das Spektrum, wie ein Gas, einige helle Linien (vgl. Taf. II, 2). Die am meisten charakteristischen von diesen haben die Wellenlängen 575, 500,7, 495,9, 486,1 und 435 $\mu\mu$. Die erste und die letzte Linie sind sehr schwach und finden sich nur in einigen wenigen Nebelspektren mit genügender Schärfe wieder. Die Linien 486,1 und 435 gehören dem Wasserstoff. Die Linie 500,7 wird als von Stickstoff herrührend angegeben (was immerhin näher untersucht zu werden verdient). Die Linie 495,9, die in allen Gasnebeln wiederzufinden ist, kann mit keinem bisher bekannten Körper identifiziert werden, sie wird par préférence die Nebulosa-Linie genannt. Mit Hilfe des Spektrums von einigen Nebeln hat man auch Helium (besonders die Orionlinie kommt häufig vor), und vielleicht Eisen und Magnesium in diesen Himmelskörpern nachgewiesen.

Einige Nebel werden „planetarisch“ genannt, weil sie in dem Fernrohr als kleine Scheibchen, d. h. wie Planeten, aussehen.

Wie gross die Ausdehnung der Nebel erscheint, hängt von den mehr oder weniger günstigen äusseren Umständen bei der Beobachtung ab.

Die Zeichnungen, welche verschiedene Beobachter von demselben Nebel gegeben haben, zeigen deshalb gewaltige Unterschiede. Man findet häufig bei sehr genauer Betrachtung dieser Gebilde, dass sie eine eigentümliche spiralige Struktur besitzen. In dieser Beziehung ist der Nebel in den Jagdhunden ($A\,R. = 13^h,\ 25^m\ 6\ D = +\ 47{,}7^0$, vgl. Fig. 9) hervorzuheben. Man sieht hier in der Mitte eine mehr kondensierte Partie, von welcher eine fast regelmässige Spirale ausgeht. In einigen Stellen dieser

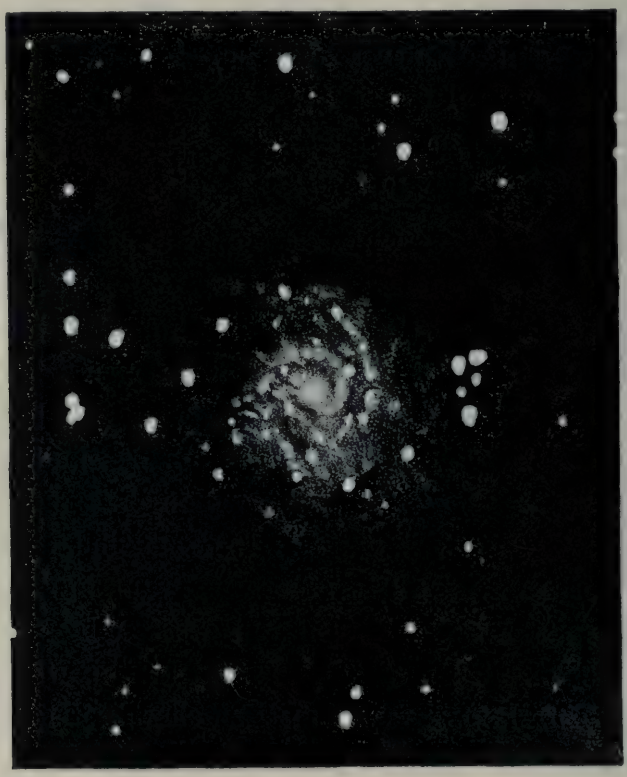


Fig. 9. Spiralnebel in den Jagdhunden (nach Isaac Roberts).

Spirale finden sich kleinere Kondensationscentren vor, wo die Nebelmaterie sich zu leuchtendere Körper gesammelt zu haben scheint. Wenn man einen solchen scheibenförmigen Spiralnebel von der Seite sieht, so wird er spindelförmig erscheinen. Von dieser Form ist der grosse Nebel in Andromeda (Fig. 10). In einigen Aufnahmen von diesem Nebel sieht man noch Andeutungen von den Spiralbogen in den helleren gebogenen Partien am Rande. Bei anderen linsenförmigen Nebeln ist dies nicht der Fall. Diese regelmässig gebildete Nebel haben im allgemeinen kontinuierliche Spektra. Sie scheinen selbständige Fixsternsysteme auszumachen, die in ungeheurer Entfernung von uns liegen. Wegen der grossen Licht-

schwäche dieser Objekte gelang es erst 1899 Prof. Scheiner in Potsdam ein Spektrum von einem dieser Nebel, nämlich demjenigen in Andromeda, $AR = 0^h$, $37^m\ 2$ $D = +\ 40^0\ 43'$, nach $7\,^1/_2$ stündiger Exposition zu erhalten, welches deutliche Details enthält. Darin kommen dunkle Linien vor, welche den Spektren von Sternen des 2. Typus charakteristisch

Fig. 10. Spindelförmiger Nebel in Andromeda (nach Bond).

sind, also auch unsrer Sonne. Die Ähnlichkeit mit dem Sonnenspektrum tritt auch in den Helligkeitsverhältnissen der verschiedenen Teile des Spektrums hervor.

Die spiralförmigen Nebel, welche eine sehr grosse Gruppe bilden, sollten demnach als Sternhaufen zu betrachten sein. Ganz anders ist das Verhältnis mit den wirklichen Gasnebeln. Dieselben sind entweder elliptisch geformte planetarische Nebel von geringer Ausdehnung. Oder

sind sie sogenannte Ringnebel, wie diejenigen in der Leier ($A\,R = 18^h, 50^m$, $D = +\,32{,}9$, vgl. Fig. 11), wo die Nebelmaterie sich in einem elliptischen Ring von den Durchmessern 72,2″ und 60,4″ kondensiert zu haben scheint. Bei photographischer Aufnahme giebt aber die mittlere Partie dieses Nebels den relativ stärksten Lichteindruck. Es scheinen infolgedessen die cen-

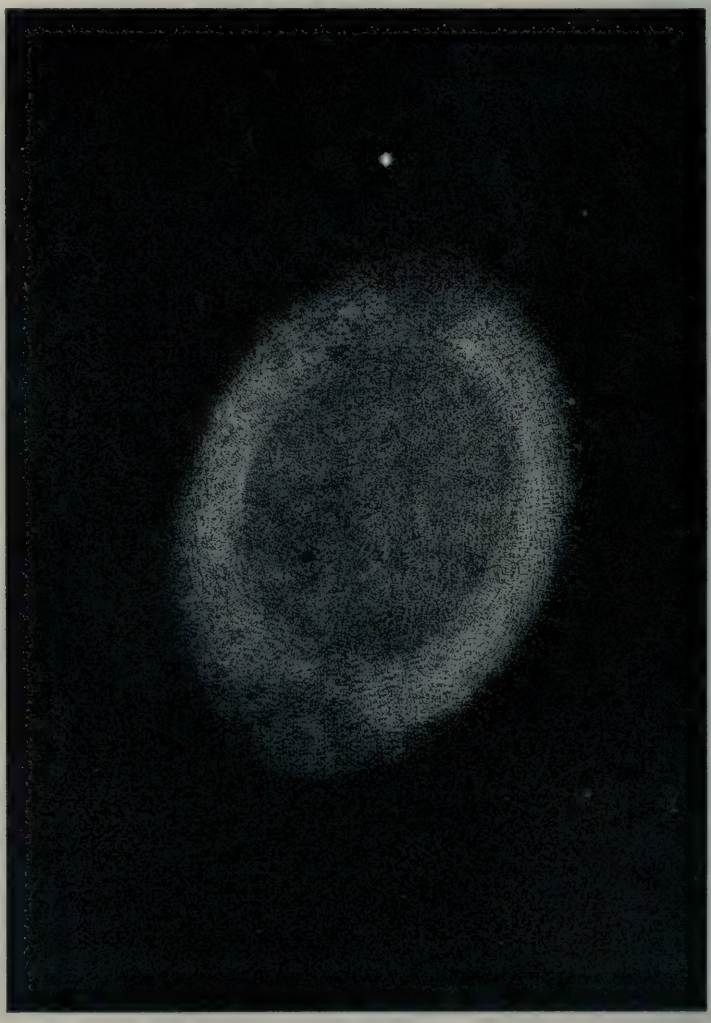


Fig. 11. Ringnebel in der Leier (nach Holden).

traleren Partien aus einer anderen Materie als die äusseren zu bestehen. Zu dieser Gruppe gehören auch die unregelmässig geformten Nebel, welche häufig ganz enorme Ausdehnungen besitzen, und von welchen der Orionnebel im Schwertgehänge des Orion (Fig. 12. $A\,R = 5^h, 30^m\ 3, D = -\,5^0\,28$) das berühmteste Beispiel ist. Dieser Nebel nimmt nach der Schätzung von Littrow und Weiss 4,6 Quadratgrade ein. Wenn derselbe in der Entfernung von nur einer Million Sonnenweiten von uns läge (d. h. etwa

wie Sirius und Wega), was jedenfalls stark unterschätzt ist, so würde die Ausdehnung etwa fünf Millionen mal so gross wie diejenige der Sonne

Fig. 12. Der grosse Nebel im Schwertgehänge des Orion (nach Sir J. Roberts).

in linearer Richtung sein, d. h. etwa 800 mal den Durchmesser der Neptunbahn übertreffen.

In dem Orionnebel kommt die Orionlinie, 447,2 $\mu\mu$, vor, welche einige Sterne im Orion charakterisiert. Es scheint schon dadurch ein genetischer Zusammenhang zwischen den Sternen und dem Nebel im Orion zu bestehen. Noch mehr tritt dies hervor, wenn man das Spektrum der vier im Nebel befindlichen sog. Trapezsterne mit demjenigen des Nebels vergleicht. Die beiden Spektren zeigen dieselben Linien an denselben Stellen, nur dass die Sternlinien teilweise dunkel, diejenigen des Nebels hell sind. In einigen Fällen konnte man sogar beobachten, dass inmitten der dunklen Sternlinien helle Nebellinien auftreten, was vielleicht darauf hindeutet, dass die Nebelatmosphäre wenigstens teilweise zwischen uns und den Trapezsternen liegt. Demnach scheinen diese unregelmässigen und unerhört weit ausgedehnten Nebel nicht so weit von uns entfernt zu sein, wie man im allgemeinen von den Nebeln annimmt.

Sehr eigentümlich erscheint es, dass die Wasserstofflinie H_α (der C-Linie im Sonnenspektrum entsprechend) nicht in den Nebelspektren vorkommt. Keeler hat sie nur einmal in einem Nebelspektrum beobachtet (G. C. 4390). Dies beruht nach Scheiner auf physiologischen Umständen, indem die rote Wasserstofflinie viel früher bei Abschwächung des Lichtes unsichtbar wird, als die anderen. Auffallend ist es ebenfalls, dass die relative Lichtstärke der Nebellinien im Orionnebel an verschiedenen Stellen verschieden ist. So z. B. ist die Nebulosalinie die stärkste auf der einen, eine Wasserstofflinie auf der anderen Seite dieses Nebels. Dies deutet auf verschiedene Zusammensetzung oder ungleichmässige physikalische Verhältnisse in den verschiedenen Teilen des Nebels hin. Sehr interessant ist in dieser Hinsicht die Beobachtung von Campbell über einen kleinen planetarischen Nebel in der Nähe des Orionnebels. Er beobachtete den Nebel in derselben Weise, wie man sonst die Protuberanzen der Sonne aufnimmt, d. h. mit weit geöffnetem Spektroskop-Spalt. Er fand auf diese Weise, dass der bekannte Nebelstoff ein viel kleineres Bild ergab, als die hellste Wasserstofflinie. Danach scheint es natürlich anzunehmen, dass der Nebelstoff hauptsächlich in der Mitte, der Wasserstoff gleichmässig in allen Teilen des Nebels vorkommt. Ähnliche weit ausgedehnte Nebel wie der Orionnebel befinden sich in der Umgebung der Plejadengruppe, im Sternbild des Schwanen, auf der südlichen Hemisphäre in den beiden sog. Capwolken u. s. w.

Unter den Nebeln giebt es einige, die aus zwei zusammengeflossenen Nebelballen bestehen; sie werden Doppelnebel genannt und entsprechen gewissermaassen den Doppelsternen.

Als Herschel mit seinem Refraktor nicht weniger als 2500 Nebel

entdeckte (jetzt sind etwa 30 000 Nebel katalogisiert) und es ihm gelang, einen grossen Teil derselben in Einzelsterne zu zerlegen, d. h. nachzuweisen, dass sie aus Sternhaufen bestehen, wurde die Ansicht allgemein angenommen, dass die Nebel alle, wenn man nur genügend starke optische Hilfsmittel zu ihrer Zerlegung hätte, sich als Sternhaufen ent-

Fig. 13. Photographische Aufnahme des Sternhaufens im Hercules (nach Sir J. Roberts).

hüllen würden. Diese Ansicht kann jetzt nicht mehr für die wahren Gasnebel aufrecht erhalten werden, wie die Spektroskopie zeigt. Die Sternhaufen sind auch für gewöhnlich so gruppiert, dass in ihrer Mitte oder zur einen Seite derselben eine starke Konzentration der Sterne stattfindet, wie die nebenstehenden Abbildungen (Figg. 13 und 14) der Sternhaufen im Hercules ($AR = 16^h$, 38^m: $D = 36{,}39^0$) und in den Zwillingen

(Fig. 15 $AR = 6^h, 2{,}7^m : D = 24{,}21^0$) zeigen. Im letzten Falle zeigen die Sternhaufen eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Aussehen eines Kometen.

Auch die Gasnebel zeigen eine fortschreitende Bewegung in Richtung der Sichtlinie. Keeler fand in dieser Beziehung Zahlen von derselben Grössenordnung wie für die Bewegung der Fixsterne, indem die

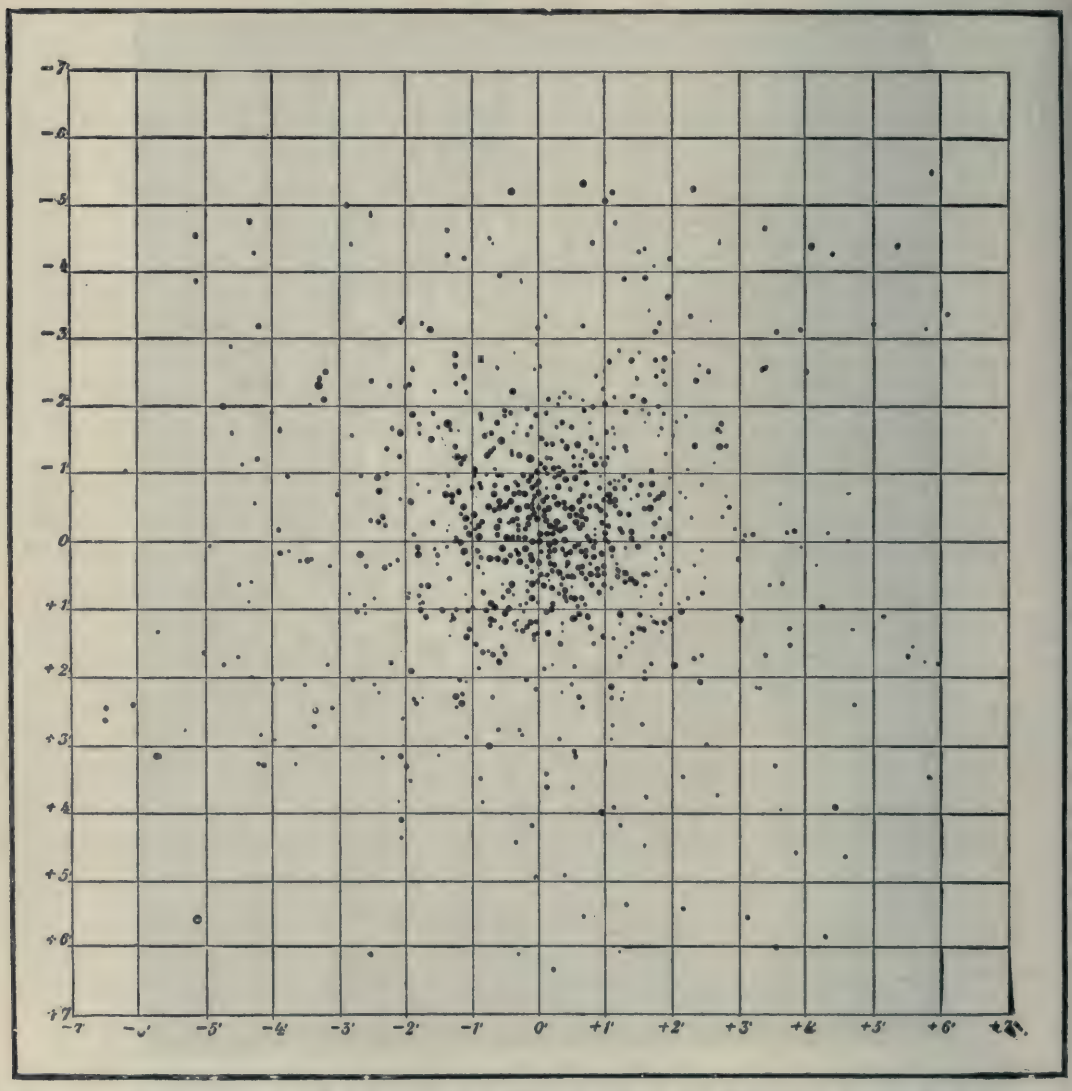


Fig. 14. Schematische Zeichnung des Sternhaufens im Hercules (nach Scheiner).

mittlere Geschwindigkeit etwa 20, die grösste (*G. C.* 4373) — 64,7 Kilometer pro Sekunde betrug. Dabei muss man wegen der Eigenbewegung des Sonnensystems, 17 km. pro Sek., korrigieren, und erhält so — 50,9 km. pro Sek. als Maximum.

Die Nebel scheinen auf dem Himmel nicht ganz regelmässig verteilt zu sein. An einigen Stellen kommen sie viel häufiger als an

anderen vor. Wenn man die Stellen ihrer grössten Häufigkeit unter einander verbindet, so erhält man einen Gürtel auf dem Himmel, der etwa senkrecht zur Milchstrasse vom Centauren durch die Jungfrau und das Haar Berenices über den grossen Bären und Cassiopeja zur Andromeda verläuft. Neuere Untersuchungen mit Hilfe von lichtstarken Instrumenten scheinen anzudeuten, dass die Nebel ausserordentlich häufig am ganzen Himmelsgewölbe vorkommen.

Die Milchstrasse. (Die Lage der Milchstrasse ist durch Punktierung in Taf. I und Figg. 2 und 3 angegeben.) Seit den ältesten Zeiten ist es wohlbekannt, dass auf dem Himmelsgewölbe ein nebelartiger Lichtstreifen verläuft, der den Namen „die Milchstrasse" erhalten hat. Im Teleskop löst sich derselbe in ein ganz ungeheures Gewirre von Sternen auf. Seine schwächste Stelle liegt im Sternbild Orion. Von da geht die Milchstrasse durch das Einhorn, zwischen den Zwillingen und dem Stier zum Fuhrmann, indem sie immer glänzender hervortritt. Danach wendet sie sich zum Perseus und Cassiopeja und erreicht ihre grösste Helligkeit im Schwanen. Da teilt sie sich in zwei Teile, wovon die lichtkräftigere südliche durch den Adler, Sobieskis Schild und den Schützen geht. Das schwächere nördliche Lichtband geht durch die Schlange, wo es beinahe unsichtbar wird, zum Skorpion hin, wo es sich mit dem andern Zweig wieder vereinigt und danach das Südkreuz durchläuft. Später finden wiederholte Abbrechungen, wie im sog. Kohlensack, und Schwächungen statt, bis sie durch das Schiff zum Einhorn wieder zurückkehrt.

Fig. 15. Sternhaufen in den Zwillingen.

Dieses Gebilde verläuft im grossen und ganzen wie ein Ring rund um das Firmament, so dass, wenn wir einen Himmelsglobus so hinlegen, dass das Sternbild Berenices Haar am höchsten liegt, die ganze Milchstrasse etwas unter den horizontalen Grosskreis des Globus fällt. Der Nordpol der Milchstrasse liegt an der Grenze zwischen Berenices Haar und den Jagdhunden ($A\ R = 12^h,\ 42^m,\ D = 27^0$).

Es ist schwer, sich der Vorstellung zu enthalten, dass die Milchstrasse ein nebelartiges, etwa dem Andromedanebel gleiches Gebilde sei, von welchem das Sonnensystem einen Teil ausmacht, welcher in der Mitte des Nebels etwas excentrisch, näher am Teil der Milchstrasse, wo

sie durch die hellsten Stellen im Schwanen geht, verlegt ist. Dieser Nebel giebt natürlicherweise wie der Andromedanebel ein kontinuierliches Spektrum und zwar, da die meisten von uns untersuchten Sterne der Milchstrasse angehören und dem weissen Typus sich anschliessen, wird der Totaleindruck von diesem Sternhaufen, von der Ferne gesehen, derjenige eines weissen Sterns sein. Die Milchstrasse ist demnach als ein heisseres Gebilde als der Andromedanebel, welcher zum zweiten Typus der (gelblichen) Sterne gehört, anzusehen. Die verschiedenen Ausbuchtungen und Abbrüche würden der ungleichmässigen Lichtverteilung in den Spiralnebeln entsprechen. Demnach müsste die weitaus vorwiegende Zahl der Sterne in der Ebene der Scheibe liegen, worin die Spirale aufgerollt liegt.

Um ein Bild von der durch diesen Umstand veranlassten Verteilung der Sterne zu geben, nahm W. Herschel sogenannte Aichungen der Sternhäufigkeit vor, indem er die Zahl der Sterne im Gesichtfeld eines Teleskopes ausmaass, gänzlich von der Grösse der Sterne absehend. Auf dem Parallelkreis, welcher durch den Milchstrassenschimmer geht, welcher also in der Ebene der Nebelspirale liegt, fand er die Relativzahl 122, 15 Grad nördlich davon 30, 30 Grad nördlich davon 18, 45 Grad 10, 60 Grad 6 bis 7. Näher beim Milchstrassenpol kommen die Sterne sehr spärlich vor. Durch diese scharf hervortretende Regelmässigkeit wird die Ansicht, wovon wir ausgingen, stark bestätigt.

Wenn man nur die grösseren Sterne berücksichtigt (von 1.—9. Grösse) ist die Zunahme der Sternhäufigkeit zur Milchstrassenebene hin viel geringer, nämlich wie 2,5 : 1, wenn wir dem Gebiet, was 60 Grad von der Milchstrasse entfernt, die Sternhäufigkeit 1 erteilen, während nach Herschels Aichung sich die Zahl 14:1 ergiebt. Dies wird verständlich, wenn man in Betracht zieht, dass in den entferntesten Teilen der Sternhaufenscheibe, welche sich gerade in der Nähe der Milchstrassenebene geltend machen, wegen des grossen Abstandes auch die hellsten Sterne nur sehr lichtschwach erscheinen können.

Sehr auffallend ist, dass die allermeisten Sternhaufen, oder in Sternhaufen auflösbaren Nebel sich in der Umgebung der Milchstrasse befinden. Dieser Umstand deutet darauf hin, dass diese Sternhaufen nicht als selbständige Gebilde anzusehen sind, sondern als Verdichtungen in dem grösseren Sternhaufen der Milchstrasse. Dagegen scheint zwischen den nicht auflöslichen Nebeln ein solcher Zusammenhang mit der Milchstrasse nicht zu bestehen, vielmehr konzentrieren diese sich um den Milchstrassenpol.

Der physikalische Zustand der Nebel. Was das von den echten Gasnebeln ausgestrahlte Licht angeht, so sind die meisten Forscher mit Scheiner der Ansicht, dass die Temperatur der Gasnebel sehr niedrig sein muss und nicht weit von dem absoluten Nullpunkt entfernt sein kann. Anderenfalls würden die schwachen Anziehungskräfte, welche in den ungeheuren Entfernungen zwischen den Nebelteilchen obwalten, nicht ausreichen, um der mit der Temperatur proportionalen Neigung der Gaspartikelchen auseinanderzugehen, Gleichgewicht zu halten. Die kinetische Theorie der Gase verlangt, dass von der ungeheuren Menge der Molekeln bei niedriger mittlerer Temperatur doch einige solch grosse Bewegungen besitzen, die einer viel höheren Temperatur entsprechen, und demnach Licht ausstrahlen würden. Als Stütze für eine solche Ansicht führt man an, dass in Geisslerschen Röhren unter Einfluss von elektrischen Schwingungen verdünnte Gase Licht emittieren können, obgleich die mittlere Temperatur sehr niedrig liegt. (Man hat diesbezügliche Versuche bis zu Temperaturen von -200^0 angestellt.) Demgegenüber ist einzuwenden, dass unter dem Einfluss der elektrischen Schwingungen die Molekeln zerlegt und wiedervereinigt werden, was ohne Zweifel im engsten Zusammenhange mit der Lichtemission steht. Wenn man also nicht dergleichen elektrische Schwingungen in den Gasnebeln annehmen wollte, so wäre es wohl das richtigste, den Gasnebeln eine nicht so sehr niedrige Temperatur zuzuerteilen, wie man für gewöhnlich anzunehmen pflegt.

Wie unten gezeigt werden soll, deutet vieles darauf hin, dass in den Weltraum negativ elektrische Partikelchen von den Sonnen ausgestrahlt werden. Dieselben werden natürlicherweise von den Gasnebeln, welche eine unerhörte Ausdehnung besitzen, eingefangen und verursachen dann elektrische Entladungen in den Nebelgasen, welche infolgedessen, trotz ihrer nahe am absoluten Nullpunkt liegenden Temperatur, Licht aussenden.

Dieser Umstand würde auch eine andere Eigentümlichkeit erklären. Wenn ein planetarischer Nebel aus einem lichtaussendenden (glühenden) Gasball bestände, so müsste man erwarten, dass die centralen Teile, in welchen mehr glühende Gasteilchen auf der Sichtlinie belegen sind, als in den mehr peripherischen, stärker leuchten sollten, als diese. Dies ist nun nicht der Fall; in den Ringnebeln strahlen sogar die peripherischen Teile in hellerem Licht. Dies entspricht dem Fall, der eintritt, wenn die elektrisch geladenen Teile in den Oberflächenschichten der Nebelgasmassen ihre Geschwindigkeit einbüssen, was wenigstens bei einigermaassen bedeutenden Gasansammlungen eintreffen wird.

Nach dieser Vorstellungsweise ist es sehr wohl möglich, dass grosse Gasnebel vorkommen, die uns nicht sichtbar werden, weil in ihrer Nähe keine genügende Zahl von Sonnen sich befinden, welche elektrisch geladene Teilchen aussenden.

Man hat vielfach darüber nachgedacht, warum in den Gasnebeln, woraus, wie man annimmt, die Sonnen sich allmählich ausbilden, so ausserordentlich wenige chemische Elemente vorkommen, und vorzugsweise die leichtesten, Wasserstoff und Helium. Wenn nur die Oberflächenschichten der Nebel glühen, ist dies sehr leicht verständlich. Denn ebenso wie in der Sonne müssen die schweren Molekeln sich zu den centralen Teilen des Nebels konzentrieren und die leichtesten Molekeln in den äusseren Teilen eine stark vorwiegende Rolle spielen. Die schweren Elemente können demnach sehr wohl in den Nebeln vorkommen, ohne dass wir sie an ihrer Lichtemission zu entdecken im Stande sind. Dabei muss man auch berücksichtigen, dass einige Gase (z. B. Stickstoff) ausserordentlich viel leichter unter dem Einfluss elektrischer Entladungen glühen als andere.

Dagegen werden die im Nebelinneren befindlichen Stoffe Licht von hinter ihnen gelegenen Sternen absorbieren. Und es ist sehr wohl denkbar, dass zufolge der Menge und Mannigfaltigkeit der absorbierenden Gase diese Absorption kontinuierlich erscheint. Mit anderen Worten, es ist wohl denkbar, dass die Gasnebel, welche sehr ausgebreitet sind, den lichtabsorbierenden Stoff, wovon oben (S. 12) geschrieben wurde, zum Teil enthalten. Der grösste Teil der Lichtabsorption ist jedoch kleinen festen oder flüssigen Partikelchen zuzuschreiben, welche von den Sonnen abgestossen im Weltraum herumschwirren.

In den Nebelspektren kommen einige noch nicht bekannte Linien vor. Es ist jedoch nicht undenkbar, dass dieselben trotzdem bekannten irdischen Stoffen angehören. Diese höchst unerwartete Thatsache ist neuerdings durch eine der merkwürdigsten Entdeckungen erwiesen worden. In dem Spektrum des Sternes ζ Puppis hatte Pickering sechs neue Linien gefunden von den Wellenlängen 381,4, 385,7, 392,3, 402,8, 420,3 und 450,5 $\mu\mu$. ζ Puppis hat auch die Orionlinie 447,2 $\mu\mu$. Kayser vertrat darauf die Ansicht, dass die sechs Linien, welche bisher unbekannt waren, doch dem Wasserstoff zuzuschreiben seien. Man findet nämlich die Wellenlängen (λ) des Wasserstoffs, wenn man in die Balmersche Formel:

$$\lambda = 364.61 \frac{n^2}{n^2 - 16} \mu\mu.$$

" durch die geraden Zahlen ersetzt. Die neuen Linien gehören derselben Formel, wenn man für n die ungeraden Zahlen einsetzt.

Man hat übrigens diese neuen Linien in den Spektren von anderen Sternen wiedergefunden wie 29 und 30 Can. maj. und einem neuen veränderlichen Stern ($AR = 7^0$, $14{,}5'$ $D = -24^0$, $47'$). Diese Sterne liegen alle recht nahe aneinander und in der Nähe der Centrallinie der Milchstrasse. Die berechneten Wellenlängen für die sechs Linien sind nach Rydberg, welcher die Formel angegeben hat:

$$\frac{n}{109\,675} = \frac{1}{4} - \frac{1}{(m + 0{,}5)^2},$$

worin n die Schwingungszahl und m die konsekutiven ganzen Zahlen bedeuten:

λ beob.	420,0	402,6	392,5	385,9	381,6	378,3
λ ber.	420,2	402,7	392,5	386,0	381,5	378,3

Rydberg berechnet die Wellenlängen der Wasserstoffslinien (sowohl die alten wie die neuen) nach der Formel:

$$\frac{n}{109\,675{,}00} = \frac{1}{(m_1 + 1)^2} - \frac{1}{(m_2 + 0{,}5)^2}$$

worin $n = 10^7 : \lambda$ der Schwingungszahl der Linie proportional ist. In der einen (sog. prinzipalen oder diffusen) Reihe ist $m_1 = 1$, dagegen kann m_2 die Werte 1, 2, 3, 4, 5 etc. annehmen, in der anderen (der sog. scharfen) Reihe ist $m_2 = 1$ und m_1 kann die verschiedenen Werte 1, 2, 3, 4 etc. annehmen. Eine Linie ist für die beiden Reihen gemeinsam, bei welchem $m_1 = m_2 = 1$ ist. Diese Linie sollte, nach anderen Spektren zu urteilen, besonders hell erscheinen. In dieser Weise hat Rydberg folgende von Maury und Pickering verzeichnete helle Spektrallinien, welche in einigen Sternspektren vorkommen, als Wasserstofflinien identificiert.

	λ	i		λ	i
$H(D, 7)$	388,9	1	$H(S, 5)$	420,0	3
$H(S, 7)$	392,6	1	$H(D, 4)$	434,0	3
$H(D, 6)$	397,0	1	$H(S, 4)$	454,4	2
$H(S, 6)$	402,6	1	— — —	461,4	2
— — —	405,9	4	$H(S, 1)$	468,8	10
$H(D, 5)$	410,2	5	$H(D, 3)$	486,2	1

Die mit S bezeichneten Linien gehören der scharfen Reihe, die mit D bezeichneten der diffusen Reihe der (bekannten) Wasserstofflinien an.

Die Ziffer in der Klammer giebt an, was für einen Wert man der variablen Zahl (m_1 für die S-Gruppe, m_2 für die D-Gruppe) erteilen soll.

Unter i steht die Intensität der betreffenden Linien. Wie man sieht, ist $H\,(S, 1)$, welche sowohl der „principalen" als auch der „scharfen" Reihe angehört, die hellste von allen den beobachteten Linien, sie kommt auch in gewissen Nebelspektren (468,7) vor. Sie ist dagegen im Sonnenspektrum und im irdischen Wasserstoffspektrum unbekannt. Dagegen sind $H\,(D, 5)$ und $H\,(D, 3)$ die bekannten Wasserstofflinien $H\gamma$ und F ebenso wie $H\,(D, 4)$, $H\,(D, 6)$ und $H\,(D, 7)$ aus dem Sonnenspektrum wohlbekannt.

Die neuen, in ζ Puppis entdeckten Linien wären mit $H\,(S, 9)$, $H\,(S, 8)$ ..... $H\,(S, 4)$ zu bezeichnen. Von den fehlenden Linien glaubt Rydberg $H\,(S, 3)$ mit der von Campbell in mehreren Sternspektren gefundenen Linie 541,24 identifizieren zu können und $H\,(D, 2)$ sollte $H\alpha$ sein. Es unterliegt wohl keinem Zweifel, dass die übrigen Linien, die noch nicht entdeckt sind, mit der Zeit in den Sternspektren wiedergefunden werden. Jedenfalls ist diese Auffindung von neuen Wasserstofflinien eine der interessantesten Bestätigungen davon, wie weit man durch kritische Sichtung und rationelle Berechnung der schon gekannten Daten in Bezug auf Voraussagungen über noch nicht bekannte Erscheinungen kommen kann.

Doppelsterne. Man bemerkt häufig, dass zwei Sterne einander sehr nahe stehen, besonders wenn man die Sterne mit einem kräftigen Fernrohr beobachtet. Anfangs glaubte man, es sei nur ein Zufall, dass die beiden Sichtlinien nahe aneinander liegen. Dies ist ja auch in vielen Fällen richtig, und man nennt solche Doppelsterne optisch. Je mehr man aber den Himmel durchmusterte, desto auffälliger wurde es, dass die Anzahl der Doppelsterne zu gross ist, als dass man sie alle als nur optisch ansehen könnte (W. Herschel).

Unter Annahme, dass die Sterne auf dem Himmelsgewölbe gleichmässig verteilt sind, und bis zur 8. Grösse 40 000 an Zahl betragen, berechnete Struve, wie viele Fälle von Doppelsternen von mehr als achter Grösse vorkommen sollten, wenn die Distanz der beiden Komponente weniger als 1″, zwischen 1″ und 2″ u. s. w. ist, und fand folgende Zahlen:

Distanz.	Opt. Doppelst.	Beobachtete Doppelst.
0″— 1″	0,007	62
1″— 2″	0,023	116
2″— 4″	0,089	133
4″— 8″	0,358	130
8″—12″	0,596	54
12″—16″	0,835	52
16″—24″	2,384	54
24″—32″	3,338	52

Wie man aus dieser kleinen Tabelle ersieht, ist der Unterschied zwischen der berechneten Zahl, welche den optischen Doppelsternen entspricht, und der beobachteten Zahl um so grösser, je enger die Sterne aneinander liegen. Es ist infolgedessen höchst wahrscheinlich, dass ein physikalischer Zusammenhang zwischen den beiden Komponenten der meisten beobachteten Doppelsterne besteht. Diese Wahrscheinlichkeit hat durch neuere Beobachtungen in hohem Grad zugenommen, so dass man es jetzt als eine typische Erscheinung betrachten muss, dass zwei oder mehrere Sterne zum selben System gehören.

Natürlicherweise ist der gewöhnlichste Fall derjenige, dass die beiden Sterne verschiedener Grösse sind. So z. B. enthält der Polarstern einen Stern zweiter und einen neunter Grösse, zu welchem Campbell neuerdings einen dritten schwächeren gefügt hat. Castor besteht aus einem Stern zweiter und einem dritter Grösse u. s. w. Bisweilen sind die beiden Sterne nahezu gleich hell, wie z. B. in γ Virginis, wo beide Sterne dritter Grösse sind.

Da die Doppelsterne einen physikalischen Zusammenhang besitzen, so müssen sie sich um einen gemeinsamen Schwerpunkt drehen. Dies hat man für eine grosse Anzahl derselben nachgewiesen. So z. B. war in 1718 der Abstand der beiden Komponenten von γ Virginis 7″ nach Bradley. Dieser Abstand nahm immer mehr ab, bis im Jahre 1836 die beiden Sterne so nahe aneinander standen, dass sie wie ein einziger Stern aussahen. Seitdem ist ihre Entfernung wieder gewachsen und man hat berechnet, dass 1903 die Sterne dieselbe gegenseitige Lage wie bei Bradleys Beobachtung einnehmen werden. Mit anderen Worten die Umlaufszeit beträgt 185 Jahre. Die gegenseitige Lage der beiden Sterne geht aus der nebenstehenden Zeichnung hervor (Fig. 16).

Folgende Tabelle giebt die Umlaufszeiten von einigen dieser sogenannten teleskopischen Doppelsterne wieder.

ζ Herculis	34 Jahre
Sirius	49 „
α Centauri	88 „
γ Coronae	96 „
δ Cygni	415 „
61 Cygni	783 „
Castor	1000 „

Die Bahnen der Doppelsterne erscheinen natürlicherweise von uns gesehen in Verkürzung. Es ist nicht schwer aus dieser Verkürzung die wirkliche Bahn mit Hilfe des zweiten Keplerschen Gesetzes zu konstruieren.

Ausser diesen Doppelsternen hat man mit Hilfe des Spektroskops sog. spektroskopische Doppelsterne entdeckt. So z. B. fand Vogel, dass der helle Stern Spica (α Virginis) periodische Verschiebungen der Spektrallinien zeigt, welche andeuten, dass dieser Stern bald sich uns nähert, bald wiederum sich von uns entfernt.

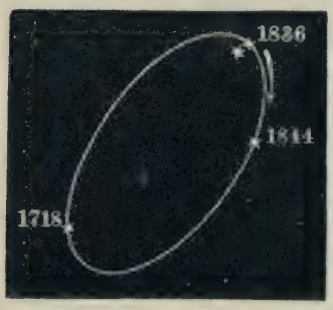


Fig. 16.

Diese Bewegung kann nicht gern anders erklärt werden als durch die Annahme, Spica bewegt sich um einen Punkt im Raume. Die Umlaufszeit beträgt nur etwas über vier Tage und die Geschwindigkeit des Sterns ist 89 km pro Sekunde, vorausgesetzt, dass die Bahn die Sichtlinie enthält. Ist die Bahn kreis-förmig, so erhält man den Umkreis der Bahn durch Multiplikation der Anzahl Sekunden in vier Tagen mit 89, und daraus findet man den Durchmesser der Bahn gleich nahezu 10 Millionen km, eine Entfernung, die nicht mehr als etwa der dreissigste Teil des Durchmessers der Erdbahn um die Sonne ist.

In dem Falle der Spica ist der Begleiter unsichtbar, in anderen Fällen wie bei β im Fuhrmann und ζ im grossen Bär sind die beiden Komponenten leuchtend. In solchen Fällen bewegt sich der eine Stern auf uns zu, während der andere von uns weggeht und umgekehrt. Man erkennt deshalb solche Sternpaare an einer Verdoppelung der Linien, welche bisweilen verschwindet. Die Umlaufszeiten dieser beiden Sterne wurde von Pickering zu 4 resp. 104 Tagen bestimmt.

Bei den beiden Sternen Sirius und Procyon bemerkte man, dass ihre Eigenbewegungen am Himmel durch eine Wellenlinie beschrieben wird. Es erschien deshalb wahrscheinlich, dass die beiden Sterne eine drehende Bewegung um zwei andere bis dahin nicht entdeckte Sterne in

ihrer Nähe ausführen. Diese beiden Begleiter sind seitdem von Clarke (1862) und Schaeberle (1896) entdeckt. Derjenige von Sirius ist ein Stern 9.—10. Grösse, derjenige von Procyon ein Stern 13. Grösse. In dem hellen Licht der Hauptsterne sind sie sehr schwer aufzufinden, wodurch sie bis in die letzte Zeit der Beobachtung entgangen waren. Schon 1844 hatte Bessel die Umlaufszeit des Siriusbegleiters zu etwa 50 Jahre bestimmt, später hat man sie zu 53 Jahre fixiert. Der Siriusbegleiter bewegt sich um den Hauptkörper in einer stark elliptischen Bahn, indem die Maximaldistanz 11″, die Minimaldistanz nur 2,4″ beträgt. Für den Begleiter von Procyon ist eine Umlaufszeit von etwa 40 Jahren berechnet worden. Auch seine Bahn ist stark excentrisch.

In solchen Fällen bewegen sich alle beiden Sterne um einen Punkt zwischen ihnen, nämlich um den gemeinsamen Schwerpunkt. Dazu kommt die gemeinsame Eigenbewegung der beiden Sterne senkrecht zur Sichtlinie. Aus den Beobachtungen kann man leicht diese beiden Bewegungsarten von einander sondern. Wenn man weiter die Bewegungen der beiden Sterne, jede für sich, um den gemeinsamen Schwerpunkt kennt, so kann man aus der relativen Grösse dieser Bewegungen das Verhältnis der beiden Massen berechnen. Auf diese Weise hat man geschätzt, dass der Siriusbegleiter etwa halb so gross wie Sirius selbst ist, obgleich er 5000 mal schwächer leuchtet. Der Siriusbegleiter ist infolgedessen als ein sehr grosser Stern zu betrachten, welcher sehr nahe dem Erlöschen ist.

Wenn man nun weiter die Umlaufszeit und die wahre Distanz der beiden Komponenten des Doppelsternsystemes kennt, so kann man auch die Grösse der Anziehung, d. h. die damit proportionale wirksame Masse der beiden Sterne berechnen. Die Distanz der beiden Sterne kann man leicht berechnen, wenn ihre Parallaxe bekannt ist. Obgleich diese wohl nicht sehr genau bestimmt ist, so sind doch die so gefundenen Zahlen nicht ohne Interesse. Der Hauptstern im α Centauri, dem uns am nächsten liegenden Stern, sollte in einer Entfernung von 24 Erdbahnradien von seinem Begleiter liegen und etwa doppelt so grosse Masse wie unsere Sonne besitzen. Der Stern η Cassiopejae hat etwa 7mal grössere Masse als die Sonne, sein Begleiter etwa 2mal. Sirius sollte 14, sein Begleiter 7mal an Masse unsere Sonne übertreffen. Procyon sollte 4, sein Begleiter 0,7 Sonnenmassen enthalten. Diese beiden Sterne liegen in einer Entfernung von 18 Erdbahnradien. Der Doppelstern Mizar sollte 40mal grössere Masse als die Sonne und einen gegenseitigen Abstand der Komponente von 900 Erdbahnradien besitzen.

Jedenfalls ist diese Schätzung mit grosser Unsicherheit behaftet, so sollte nach neueren Bestimmungen Sirius nur doppelt so gross sein, sein Begleiter eben so gross wie die Sonne sein. Die Masse des Doppelsterns 61 Cygni ist ausnehmend gering, sie soll nur ein Viertel der Sonnenmasse betragen.

Wie man aus diesen Ziffern sieht, sind die Massen der beobachteten Sterne im allgemeinen sehr gross und ebenfalls ihre gegenseitigen Abstände höchst bedeutend, oft viel grösser als der Radius der Neptunbahn (30 Erdbahnradien). Dies letzte kommt daher, dass wir bisher in dieser Beziehung nur die teleskopischen Doppelsterne betrachtet haben, deren Begleiter noch mit unseren optischen Hilfsmitteln von ihren Hauptsternen getrennt werden können. Ihre gegenseitige Entfernung ist dementsprechend recht gross, wodurch auch die Umlaufszeit lang wird. Inzwischen hat man in letzter Zeit teleskopische Doppelsterne von relativ kurzer Umlaufszeit entdeckt. Zur Zeit John Herschels hatte ζ Herculis unter allen bekannten Doppelsternen die kürzeste Umlaufszeit von 34 Jahren. Später fand man bei 42 im Berenices Haar eine Umlaufszeit von 25 Jahren. Eine noch bedeutend kürzere Periode von 11,5 Jahren fand man 1887 bei δ im Füllen. Etwa dieselbe Zeit braucht auch $\varkappa$ Pegasi zu einem Umlauf. Diese Sterne werden jedoch bedeutend an Schnelligkeit von dem Stern Lalande 9091 ($AR = 4^h$, $45^m\,6$ und $D = +\,10^0$, $54'$) übertroffen, da die Periode dieses Doppelsterns nach Sees Beobachtungen nur etwa 5,5 Jahre beträgt.

Andererseits ist bei den spektroskopischen Doppelsternen die Umlaufszeit relativ kurz, weil sie nur entdeckt werden können, wenn sie einander recht schnell umkreisen. Den teleskopischen Doppelsternen scheint η Pegasi am nächsten zu kommen, welcher nach Campbells Beobachtungen eine Umlaufszeit von ungefähr zwei Jahren besitzt.

Eine sehr interessante Beobachtung hat man in letzter Zeit betreffs Capella gemacht. Dieser Stern hat sich als ein spektrakopischer Doppelstern von 104 Tagen Umlaufszeit erwiesen. Der eine Komponent besitzt ein Spektrum, das an dasjenige der Sonne stark erinnert, der andere ähnelt in dieser Beziehung dem Procyon. Bei genauer Untersuchung fand man in Greenwich, dass Capella ein längliches Aussehen zeigt, und dass ihre Längsachse eine Umdrehungszeit besitzt, welche der aus spektroskopischen Beobachtungen abgeleiteten nahe kommt. Aus der Grösse der Parallaxe (0,08″ nach Elkin) hat man berechnet, dass die Entfernung der beiden, annähernd gleich grossen, Komponente etwa doppelt so gross (300 Millionen km) ist, wie der Erdbahnradius. Demnach beträgt

ihre Gesamtmasse etwa 100 mal der Sonnenmasse. Capella ist der erste Doppelstern, welcher sowohl spektroskopisch als teleskopisch ist. Die Bahn der beiden Sterne liegt sehr schräg gegen die Sichtlinie, sie bildet damit einen Winkel von etwa 74^0.

Die Häufigkeit der verschiedenen Umlaufszeiten bei den teleskopischen Doppelsternen ersieht man aus folgender Zusammenstellung von See.

8	Doppelsterne	haben	11—	25	Jahre	Umlaufszeit
13	„	„	25—	50	„	„
19	„	„	50—	100	„	„
27	„	„	100—	200	„	„
12	„	„	200—	400	„	„
6	„	„	400—	1800	„	„

In einer Beziehung unterscheiden sich die Doppelsterne höchst bedeutend von den in unserem Sonnensystem herrschenden Verhältnissen. Während die grossen Planeten alle eine Excentricität besitzen, die geringer als 0,1 ist, kommt eine so geringe Excentricität bei keinem der 40 von See berechneten Doppelsterne vor. Sechs haben Excentricitäten zwischen 0,1 und 0,3, 17 zwischen 0,3 und 0,5, 11 zwischen 0,5 und 0,7 und sechs zwischen 0,7 und 0,9. Der Mittelwert beträgt etwa 0,45.

Ebenso auffallend ist die nahezu gleiche Grösse der Komponenten, während im Sonnensystem der grösste Planet Jupiter nicht den tausendsten Teil der Masse des Centralkörpers besitzt.

Von den bemessenen teleskopischen Doppelsternen sind weitaus die meisten vom Typus 2 (Capella), nur sehr wenige, etwa 14 Proc., vom Typus 1 (Sirius) oder vom Arkturtypus (7 Proc.). Keine derselben gehört dem Typus 3 (der rötlichen Sterne).

Häufig sind die beiden Teile des Doppelsterns verschieden gefärbt, z. B. der eine blau, der andere gelb.

Zum Teil kann dies von physiologischen Umständen herrühren, indem neben einem gefärbten Gegenstand ein rein weisser Gegenstand in der komplementären Farbe gefärbt erscheint. Dass aber in vielen Fällen diese Erscheinung ganz objektiv ist, davon kann man sich leicht dadurch überzeugen, dass man den einen Stern im Gesichtsfeld verdeckt. Dies ist auch aus Spektraluntersuchungen deutlich. So z. B. zeigte Huggins, dass im Doppelstern β Cygni der schwächere Stern, von der Grösse 5,3, blauweiss erscheint und das für weisse Sterne charakteristische Spektrum zeigt, während der hellere Stern, von der Grösse 3, den gelblichen Sternen

angehört, und ein wenig wärmer als die Sonne sein dürfte (indem die Calcium-Linie *K* im Spektrum dünner ist als die *H*-Linie). Das sonderbare ist nun, dass in den meisten beobachteten Fällen der kleinere Stern ein blaueres Licht aussendet wie der grössere. Man hätte wohl sonst zu erwarten, dass, wie in unserem Planetensystem, die grösseren Körper im allgemeinen die wärmeren wären. Wenn die beiden Körper gleichzeitig entstanden sind, z. B. durch Trennung aus einer gemeinsamen Masse müsste man wohl erwarten, dass der kleinere Körper sich schneller abkühlte. (Vgl. weiter unten Kap. Komogonie.)

Das Verhältnis der weissen und der gelben Sterne zum Sonnensystem. Die Sterne vom Typus 2 haben viel grössere Eigenbewegung als diejenigen vom Typus 1. Von 108 Sternen mit grosser Eigenbewegung (über 0″,5 pro Jahr) gehören 92 dem Capellatypus, 9 dem Siriustypus, 6 dem Arkturtypus und 1 dem Typus 3. Dagegen haben die Sterne vom 1. und 2. Typus dieselbe Bewegung (17,4 resp. 17,6 km pro Sekunde) in der Sichtlinie. Alle Umstände deuten darauf, dass die relativ wenigen Sterne vom Capellatypus uns relativ sehr nahe stehen. Das Sonnensystem ist demnach von einer Gruppe gelblicher Sterne umgeben, zu welcher offenbar die Sonne gehört. Nun sind aber die weissen Sterne im allgemeinen viel heller als die gelblichen, welche uns gleich nahe stehen. So z. B. leuchtet Sirius 53 mal stärker als die Sonne, hat aber nur 14 mal so grosse Masse. Der weisse Algol, der eine Parallaxe von 0,036″ besitzt, liegt demnach in einer Entfernung von 80 Lichtjahren und ist etwa 7 mal heller als die Sonne, hat aber nur die halbe Masse derselben.

Man könnte nun fragen, ob diese relativ geringe Helligkeit der gelben Sterne davon herrühren könnte, dass sie im allgemeinen geringere Masse besässen, als die weissen Sterne. Dies ist aber nicht der Fall, denn dann würden die Begleiter der gelben Sterne im Mittel eine grössere Umlaufszeit als diejenigen der weissen Sterne besitzen, während umgekehrt das Gegenteil zuzutreffen scheint. Die relativ grosse Helligkeit der Sterne vom Typus 1 ist folglich nur ihrer hohen Temperatur zuzuschreiben. Wie bekannt nimmt ja auch die Wärmestrahlung eines heissen Körpers kolossal schnell mit der Temperatur zu. Stefans Gesetz verlangt, dass die Wärmestrahlung proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur steige. Noch rapider steigt die Lichtemission mit der Temperatur, und es ist dann nicht zu verwundern, dass die heissesten Sterne eine in Anbetracht ihrer Masse enorme Helligkeit besitzen.

Veränderliche Sterne vom Algoltypus. Unter den Doppelsternen nehmen einige sog. veränderliche Sterne eine besondere Stellung ein. Von diesen sind die nach ihrem am besten untersuchten Vertreter Algol (β Persei) genannten Sterne die am leichtesten verständlichen. Algol ist ein Stern zweiter (2,2.) Grösse. Während $2^1/_2$ Tagen leuchtet er mit konstanter Lichtstärke, danach fängt diese an abzunehmen und sinkt in $4^1/_2$ Stunden um 1,5 Grössenklassen, dann nimmt sie wieder in $4^1/_2$ Stunden auf die alte Helligkeit zu. Die ganze Periode dieses Lichtwechsels beträgt 2 Tage 20 Stunden 48 Minuten 53,8 Sekunden. Man nimmt an, dass diese relativ kurz dauernde starke Abnahme der Helligkeit von einer Verfinsterung herrührt, welche dadurch zu Stande kommt, dass ein dunkler Begleiter alle 69 Stunden sich in der Sichtlinie zwischen uns und Algol befindet und dabei Algol teilweise verdeckt. Pickering bestimmte die Helligkeit des Algols zu verschiedenen Zeiten und fand, dass der Begleiter 0,584 des von Algol ausgesandten Lichtes uns abblendet. Angenommen der Begleiter stände gänzlich vor der Algolscheibe, so muss seine Oberfläche 0,584 des Algols, folglich sein Durchmesser 0,764 des Algoldurchmessers und seine Masse 0,446 der Algolmasse betragen, falls beide Körper dasselbe spezifische Gewicht besitzen. Nun wissen wir weiter aus spektroskopischen Messungen, dass die Bahngeschwindigkeit Algols (die Bahn enthält ja in diesem Falle die Sichtlinie in ihrer Ebene) 42 km pro Sekunde beträgt. Daraus finden wir, unter Voraussetzung, dass die beiden Bahnen kreisförmig sind, die Geschwindigkeit des Begleiters um den gemeinsamen Schwerpunkt $= 42 : 0{,}446 = 94$ km pro Sekunde. Wenn wir uns Algol feststehend denken, beschreibt der Begleiter einen Kreis mit einer relativen Geschwindigkeit von $42 + 94$ km pro Sekunde. Dieser Kreis wird in 2^d, 20^h, 48^m, 53^s, $8 = 247\,734$ Sekunden beschrieben, sein Umkreis ist folglich $3{,}37 . 10^7$ km und der Bahnenradius $5{,}36 . 10^6$ km. Nun beträgt die Zeit, welche zwischen dem Anfang und Ende des Verdunkelns von Algol verstreicht, 9 Stunden 10 Minuten. Wenn A (Fig. 17) den Durchschnitt des Algols, B denjenigen des Begleiters am Anfang, B' am Ende der Verdunkelung darstellt, so tangiert die Sichtlinie $S\,S$ sowohl den Begleiter als Algol am Anfang der Verdunkelung, ebenso wie die Sichtlinie $S'\,S'$ am Ende der Verdunkelung. Es ist leicht einzusehen, dass, wenn B central an A vorbei passiert, so wird der Abstand $B\,B'$

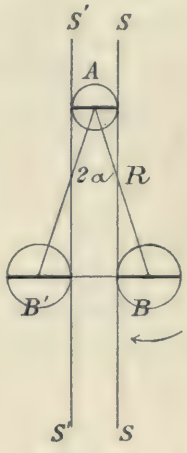


Fig. 17.

der Mittelpunkte des Begleiters in den beiden Lagen gleich der Summe der beiden Durchmesser (d und d_1) des Algols und des Begleiters. Weiter ist, wenn der Begleiter zwischen Anfang und Ende der Verdunkelung einen Winkel von 2α beschrieben hat, und R den Bahnradius darstellt,

$$\frac{d + d_1}{2} = R \sin \alpha.$$

Da nun 247734 Sek. der Passage der ganzen Bahn ($= 360^0$) entsprechen und 9^h, $10^m = 33000$ Sek. der Beschreibung des Winkels 2α, so findet man $\alpha = 23^0$, $58'$. Folglich wird $d + d_1 = 4{,}35.\ 10^6$ km, woraus d (Durchmesser des Algols) $= 2{,}47.\ 10^6$ und d_1 (Durchmesser des Begleiters) $= 1{,}88.\ 10^6$ km. Weiter kann man aus den Keplerschen Gesetzen ableiten, dass, für zwei Sonnen mit den Massen M und M_1 und zwei zugehörige Planeten in den Entfernungen R und R_1, mit den Massen m und m_1, und den Umlaufszeiten T und T_1, die Beziehung gilt (vgl. S. 77):

$$\frac{M + m}{M_1 + m_1} = \frac{T_1^2\, R^3}{T^2\, R_1^{\,3}}.$$

Nehmen wir als die beiden Sonnen unsere Sonne und den Algol, als Planeten die Erde und den Algol-Begleiter, so sind

$$R = 149.10^6 \text{ km}, \quad T = 365 \text{ Tage}$$
$$R_1 = 5{,}36.10^6 \text{ km}, \quad T_1 = 2{,}87 \text{ Tage}.$$

Hieraus erhält man

$$M_1 + m_1 = 0{,}75\ (M + m).$$

Da nun die Erdmasse m ohne Fehler gegen die Sonnenmasse M vernachlässigt werden kann, und die Masse des Begleiters (m_1) etwa die Hälfte derjenigen des Algols (M_1) beträgt, so findet man, dass der Algol etwa die Hälfte, sein Begleiter etwa ein Viertel der Masse unserer Sonne besitzt.

Der Sonnendurchmesser beträgt etwa $1{,}38 \cdot 10^6$ km, ist also nur etwas mehr als halb so gross, wie derjenige Algols. Daraus berechnet man, dass die Materie des Algols 11,3 mal weniger dicht ist, wie diejenige der Sonne. Da Algol ein weisser Stern ist und bedeutend heisser als die Sonne, so ist es ja in der Ordnung, dass die Materie da weniger verdichtet ist, wie in der Sonne.

Man kennt nun eine ganz beträchtliche Anzahl von Sternen, die sich wie Algol verhalten. Sie werden Sterne vom Algoltypus genannt. Sie bieten ein ganz ungewöhnliches Interesse, weil man bei ihnen die wesentlichsten Grössen- und Massenverhältnisse zu bestimmen im Stande ist. Zwar muss man, so lange diese Sterne als spektroskopische Doppelsterne zu behandeln sind, d. h. so lange man noch nicht im Stande ist, die wahren Bahnen durch direkte Beobachtung zu bestimmen, sich mit einer Annäherungsrechnung begnügen, wonach die Bahn als kreisförmig behandelt und der Begleiter als gänzlich vor dem Hauptstern stehend angenommen wird. Man wird doch wenigstens die Grössenordnung richtig bekommen, und dies ist ja in vielen Fällen die Hauptsache.

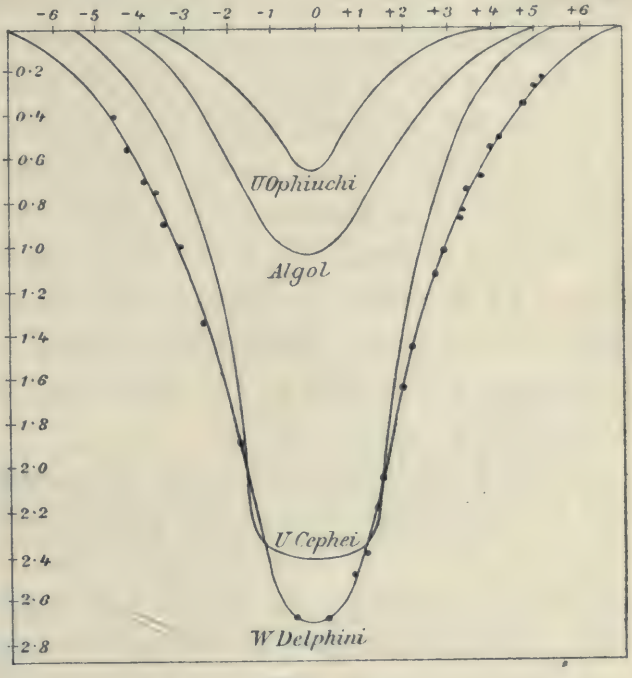


Fig. 18.

Bei den Algolsternen hat man eine relativ lange Periode von konstanter Lichtstärke mit einem kurzen, relativ starken Minimum. Die Periode des Lichtwechsels bleibt konstant; jedoch haben genauere Untersuchungen schwer erklärliche Veränderungen in der Periodenlänge festgestellt. Ferner hat Plassmann nachgewiesen, dass etwa in der Mitte der konstanten Lichtperiode eine sehr geringe Lichtabnahme stattfindet, welche darauf hinzudeuten scheint, dass der Begleiter nicht völlig dunkel ist. Die Fig. 18 stellt graphisch die Änderungen der Lichtstärke (in Grössenklassen) von Algol und einigen anderen veränderlichen Sterne um das Minimum dar. Die Zeit, in Stunden, ist Abscisse, die Lichtstärke Ordinate.

Die Perioden der bisher bekannten Algolsterne fallen zwischen 20,1 Stunden (*U* Ophiuchi) und 9,5 Tagen (*S* Cancri). Die Stärke des Lichtwechsels liegt zwischen 0,7 und etwa 3 Grössenklassen.

Andere veränderliche Sterne. Eine noch verwickeltere Veränderlichkeit des Lichtes zeigt der Stern *Y* Cygni, welcher zwei Minima zeigt und von Dunér untersucht wurde.

Er erklärte die Veränderlichkeit von Y Cygni so, dass der eine Stern zwischen dem ersten und zweiten Minimum durch das Periastrum geht, d. h. sich so weit wie möglich dem anderen Stern nähert und demzufolge nach dem zweiten Keplerschen Gesetz kürzere Zeit braucht, als zwischen dem zweiten uud dritten (= ersten) Minimum, in welcher Zeit er das Apastrum (den grössten Sternabstand) passiert. Die beiden Perioden sollten 34^h, 11^m, 10^s und 37^h, 43^m, 43^s sein, zusammen 3 Tage weniger 307 Sekunden. Die Längen der Perioden für die beiden Minima sind einander nicht ganz gleich, indem sie für das eine $18^s{,}66$ länger als für das andere ist, was eine Verschiebung der Apsidlinie andeuten soll (vgl. unten Kap. Das Sonnensystem).

Dunér hat nachgewiesen, dass der Hauptstern im Doppelstern ζ Herculis ein veränderlicher Stern von derselben Art wie Y Cygni ist. Die Lichtverhältnisse dieses Sterns werden verständlich, wenn man annimmt, dass er aus zwei Komponenten besteht, wovon der eine doppelt so hell ist wie der andere. Sie drehen sich umeinander in einer Zeit von drei Tagen, 23 Stunden, 48 Minuten und 3 Sekunden in einer elliptischen Bahn, deren grosse Halbachse sechsmal so gross ist als der mittlere Durchmesser der Sterne. Die Bahnebene geht durch die Sonne und die Excentricität beträgt 0,2475.

Den Algolsternen schliessen sich einige Sterne nahe an, bei denen das Lichtminimum aber einen sehr bedeutenden Bruchteil der Periode ausmacht, wie z. B. S in der Luftpumpe, wo die Periode nur 7 Stunden 46 Minuten beträgt. In diesem Fall beginnt die Zunahme der Lichtstärke unmittelbar nach dem Ende der Abnahme. Diesem Stern ähnlich verhalten sich einige Sterne, die vielfache Unregelmässigkeiten aufweisen wie δ Cephei (Fig. 19) und β Lyrae. Nur ist die Periode hier viel länger (5^d, 8^h, 47^m, 40^s resp. 12^d, 22^h). Im allgemeinen verläuft die Zunahme der Lichtstärke für diese Sterne, wie für die Mirae, schneller wie die Abnahme. Einige von ihnen haben doppelte, verschieden kräftige Maxima oder Minima.

Sehr gewöhnlich ist es, dass die Minima bei diesen Sternen nicht zu der Zeit eintreffen, in welcher die Sterne in Konjunktion stehen, was man aus den Verschiebungen der Spektrallinien bestimmen kann. Bei η Aquilae z. B., welcher einen dunklen Begleiter besitzt und einen Lichtwechsel nach einer Periode von 7,176 Tagen erleidet, und der eine Bahn mit der Excentrizität 0,49 beschreibt, treffen die Lichtminima 2,1 resp. 1,4 Tage vor der Konjunktion ein. Man ist durch solche Erscheinungen zu der Ansicht geführt worden, dass die Helligkeit dieser Sterne

von einer Flutwelle bedingt ist. Ebenso wie die Flutwelle der Meere auf der Erde nicht gerade dann eintrifft, wenn der Mond im Zenith steht, so kann dies sehr wohl auch auf diesen Himmelskörpern der Fall sein. D. h. die Flutwelle, welche durch die stark absorbierende kältere Gashülle die Helligkeit des Sterns beeinträchtigen sollte, braucht nicht gerade dann die uns zugewendete Seite des Sternes zu passieren, wenn der dunkle Begleiter gerade vor oder hinter dem Stern in der Sichtlinie steht.

In jüngster Zeit hat man sehr viele veränderliche Sterne dieser Art entdeckt. Die kürzeste Periode (0,23 Tage) hat *U* Pegasi ($AR = 23^h, 53^m$, $D = +15^0\,24'$), danach kommt *R* Muscae ($AR = 12^h, 36^m, D = -68^0 52'$) mit 0,88 Tagen. Die Algolsterne sind alle weiss und befinden sich demnach in dem ersten Stadium der Entwickelung. Die Sterne von dem Typus β Lyrae scheinen noch weniger entwickelt zu sein, sie enthalten

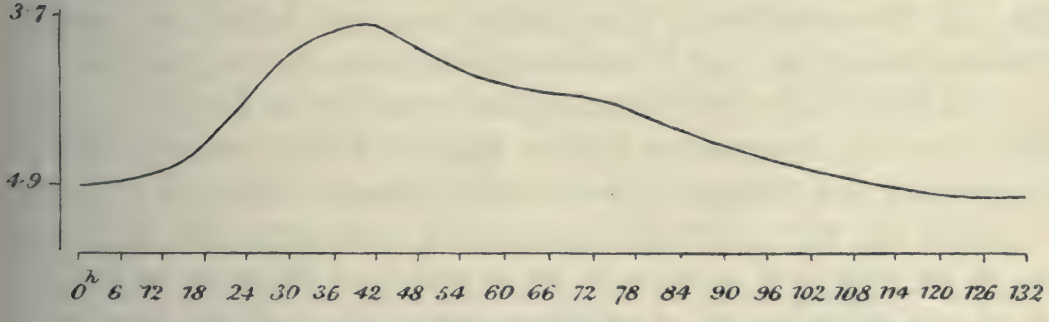


Fig. 19. Die zeitliche Veränderung der Grösse von δ Cephei.

alle Heliumlinien, darunter auch die Orionlinie, und sind von einer dichten Wasserstoffatmosphäre umgeben. Sie sind gewissermaassen sehr heisse Sterne in einer Nebelhülle eingeschlossen. Sie sind nach dem spektroskopischen Charakter sehr enge Doppelsterne.

Sehr eigentümlich verhalten sich einige veränderliche Sterne, welche keine regelmässige Periode der Lichtschwankung besitzen.

Dieser Gattung gehört Beteigeuze (α Orionis) an, welcher unregelmässig zwischen den Grössenklassen 1,0 und 1,4 schwankt. Ein anderer ähnlicher Stern ist *U* in den Zwillingen, welcher ein weisser Stern 13. Grössenklasse ist, der gelegentlich nm drei Grössenklassen anwächst.

Mira-Sterne. Schon lange ist eine sehr zahlreiche Klasse von veränderlichen Sternen bekannt, welche nach dem ersten Beispiel, der sog. Mira Ceti, dem „wunderbaren" Stern im Walfisch, Mira-Sterne genannt werden. Sie haben eine recht lange Periode, von ein paar Monaten bis zu mehreren Jahren. Schon im 17. Jahrhundert wusste man, dass Mira (*o*) Ceti sehr bedeutenden Lichtwechseln unterworfen ist. In ihrem

hellsten Glanz strahlt sie bisweilen wie ein Stern erster bis zweiter Grösse, aber jedenfalls mehr als fünfter Grösse. 10 Wochen nach diesem Maximum ist sie nicht mehr mit unbewaffnetem Auge sichtbar; ihre Helligkeit sinkt bis zur 9,5 Grösse. Danach nimmt ihr Licht wieder zu, so dass sie mit blossem Auge sichtbar wird, und nach weiteren sechs Wochen hat sie das Maximum der Lichtstärke erreicht. Die ganze Periode beträgt etwa elf Monate und schwankt zu beiden Seiten dieser mittleren Zeit.

Dieser Stern gehört zu den roten Sternen mit hellen Linien und Bändern im Spektrum. Er entfernt sich von uns mit einer bedeutenden Geschwindigkeit von etwa 63 km pro Sek. Die hellen Linien gehören dem Wasserstoff an. Diese verbreitern sich häufig und geben drei Linien, bei welchen beispielsweise die Geschwindigkeiten + 35, + 60 und + 82 km gemessen worden sind. Vielleicht beruht aber diese temporäre Zerspaltung der Wasserstofflinien nicht darauf, dass drei Körper um einander rotieren, sondern nur auf Druckverschiedenheiten (? Campbell).

Die Periode der Mirasterne wechselt zwischen 65 Tagen bis gegen zwei Jahre. Wahrscheinlich giebt es ähnliche Sterne von noch längerer Periode, die sich bisher der Beobachtung entzogen haben.

Etwa 60 Prozent derselben gehören den roten Sternen an, 27 Prozent liegen zwischen gelb und rot, die übrigen sind zur Hälfte gelb, zur Hälfte weiss oder gelblichweiss. Diese Sterne ändern ihre Helligkeit ganz enorm bisweilen im Verhältnis 1 : 100. Die Veränderung der Periodenlänge ist auch für die Mirasterne charakteristisch. Sehr auffallend ist die Eigentümlichkeit, dass die Periodenlänge (P) mit der Rotfärbung zunimmt. Die folgende kleine Tabelle giebt die Stufe der Rotfärbung (F) an, wo 0 weiss und 10 dunkelstes Rot, „Rubinrot", bedeuten. n ist die Anzahl der Sterne von jeder Gruppe:

F	P	n	F	P	n
9	445 Tage	5	4	301 Tage	17
8	418 „	1	3	279 „	21
7	399 „	6	2	274 „	23
6	372 „	17	1	251 „	12
5	339 „	14	0	134 „	5

Die längsten Perioden besitzen die sehr roten Sterne S Cassiopejae (611 Tage) und V Hydrae (575 Tage). Die genannte Regelmässigkeit wurde von Chandler nachgewiesen.

Wie schon oben betreffs der Spektraltypen angedeutet wurde, zeigen

die Spektra der roten Sterne eine gewisse Ähnlichkeit mit demjenigen der Sonnenflecken, indem die dunklen Metalllinien stark verbreitert und bisweilen von hellen Linien begleitet sind. Man hat sich die Sache folgendermaassen ausgelegt. Die Sonne ist gewissermaassen als ein veränderlicher Stern von elfjähriger Periode anzusehen, indem die Sonnenflecken alle elf Jahre stärker auftreten. Die Sonnenfleckenperiode ist dadurch charakterisiert, dass das Maximum der Sonnenflecken steiler ansteigt, als es abfällt, die Helligkeit der Sonne verhält sich danach wie diejenige der Mira-Sterne nnter der wahrscheinlichen Annahme, dass die Sonne bei hoher Fleckenzahl stärker leuchtet als bei niedriger.

Die Veränderlichkeit der Lichtstärke der Sonne ist jedenfalls so gering, dass sie nur wenige Prozent der Totallichtmenge umfasst. Denken wir uns aber die Sonnenfleckenthätigkeit bedeutend verstärkt und ihre Periode verkürzt, so erhalten wir Verhältnisse, welche an die bei Mira-Sternen herrschenden erinnern. Man könnte sich wohl denken, dass die Flecken Zeichen zunehmenden Alters seien; dann würden diese eine grössere Rolle bei den alten roten Sternen als bei unserer Sonne spielen.

Man braucht aber die Periode der Mira-Sterne nicht mit der langen elfjährigen Periode der Sonnenflecken zu vergleichen, sondern die Flecken könnten bei den Mira-Sternen sehr ausgedehnt sein und an derselben Stelle auf der Sternenscheibe vorzugsweise vorkommen. In diesem Falle würde die Periode mit der Rotationsperiode des Sterns zusammenfallen. In dieser Weise werden die Schwankungen in der Periodenlänge verständlich (sie kommen auch bei der Sonne vor). Schliesslich hat man vermutet, dass die Gezeitenerscheinung etwas mit dieser Veränderlichkeit zu thun hätte. Diese Idee scheint schwer durchzuführen. Lockyer endlich nimmt an, dass diese variablen Sterne eine Bahn beschreiben und dabei Meteorschwärmen begegnen, wie „unsere Erde in ihrer Bahn und zwar wie diese zu bestimmten Jahreszeiten." Die grossen Schwankungen der Periodenlängen scheinen damit schwer in Einklang zu bringen, ebenso wird das Chandlersche Gesetz schwer verständlich. Man müsste dann annehmen, dass die „ältesten Himmelskörper" die längste Umlaufszeit hätten; während kein Zusammenhang zwischen Alter und Umlaufszeit in der Bahn natürlich erscheint. Dagegen könnte wohl ein Abnehmen der Rotationsgeschwindigkeit oder der Flutwellengeschwindigkeit mit zunehmendem Alter der Gestirne natürlich erscheinen.

Die veränderlichen Sterne sind nicht gleichmässig auf dem Himmel verteilt. In einigen Sterngruppen, wie *G C* 5272 im Bootes und 5904 in der Schlange sind unter 900 Sternen 132 resp. 85 veränderliche; in

anderen, wie *G C* 869 und 884 im Perseus, kommt nur ein veränderlicher auf 1050 Sternen. Im allgemeinen kommen die veränderlichen Sterne am häufigsten in solchen Sterngruppen vor, wo die Sterne sehr dicht liegen. Ebenso können sie auf einer Seite einer Sterngruppe gedrängt sein, auf der anderen beinahe fehlen.

Neue Sterne. Mit diesem Namen bezeichnet man Sterne, die plötzlich erscheinen, eine Zeit leuchten, bis sie allmählich an Lichtkraft verlieren und zuletzt verschwinden. Der bekannteste unter allen neuen Sternen ist nach dem berühmten dänischen Astronomen Tycho Brahe der tychonische genannt worden. Am 8. November 1572 war nichts auffälliges in dem Sternbild Cassiopeja zu sehen, am folgenden Tag trat aber daselbst ein Stern auf, welcher alle anderen Fixsterne weit überglänzte, so dass er zur Mittagszeit gesehen werden konnte. Einige Wochen behielt der neue, von Tycho Brahe beobachtete Stern seinen ausserordentlichen Glanz, nachher fing seine Helligkeit an zu sinken, und vier Monate nach dem Aufflackern erreichte sie nur diejenige eines Sterns erster Grösse. Zugleich wurde allmählich die anfangs weisse Farbe immer röter. Im Mai 1573 war er 2. bis 3. Grösse und etwas weisslicher. Im November war er kaum sichtbar, und nach März 1574 wurde er nie mehr gesehen. Heutzutage sieht man an dem von Tycho Brahe angegebenen Orte ein Sternchen 11. Grösse, das vielleicht ein Überbleibsel des einst so strahlenden tychonischen Sternes ist.

Man kann sich nun fragen, ob nicht vielleicht dieser neue Stern ein veränderlicher Stern von sehr langer Periode gewesen sein kann. Es ist aber höchst unwahrscheinlich, dass der tychonische Stern der Aufmerksamkeit entgangen wäre, wenn er früher in dem Glanze von Nov. 1572 aufgeleuchtet hätte. Es scheint deshalb nicht wohl möglich, diesen Stern unter die Mira-Sterne einzuordnen, obgleich er in vielen Beziehungen eine entschiedene Ähnlichkeit mit diesen besitzt.

Die chinesischen Chroniken haben das Auftreten von mehreren neuen Sternen aufbewahrt und die Örter ihres Erscheinens angegeben. Sie stimmen nicht mit demjenigen des tychonischen überein. Vom Mittelalter werden auch einige ähnliche Erscheinungen erzählt, aber erst in der neueren Zeit solche, die in nennenswertem Grade zur Kenntnis der neuen Sterne beitragen.

In den Jahren 1600 und 1604 erschienen zwei neue Sterne. Der erstgenannte war 3. Grösse und schwankte nachher mehrere mal zwischen dieser Grösse und Unsichtbarkeit, bis er endlich auf 6. Grösse verblieb; er führt jetzt die Bezeichnung 34 oder *P* Cygni. Der letztgenannte war

1. Grösse, wurde von Kepler studiert und verschwand nach 16 Monaten. Dann kommen zwei Novae auf die Jahre 1612 und 1670, worauf erst 1848 wieder eine Nova verzeichnet wurde, als Hind einen Stern 4,5. Grösse entdeckte, welcher im Jahre 1850 auf 11. Grösse gesunken war.

Später wurden neue teleskopische Sterne gefunden, der erste von Auwers im Skorpion 1860, und in neuester Zeit hat man die kräftigsten spektroskopischen Hilfsmittel angewandt, um ihre Entdeckung zu ermöglichen. Seit dieser Zeit haben wir relativ viele neue Sterne zu verzeichnen, von denen die merklichsten erschienen 1866 in der nördlichen Krone, 1876 im Schwan, 1885 im Andromedanebel, 1892 im Fuhrmann, 1893 in der Norma und 1895 im Centauren.

Die beiden letztgenannten sind an der Arequipa-Sternwarte von Mrs. Fleming entdeckt worden, welche seit 1885 die Novae mit 7 neuen Sternen vermehrt hat. Man hat in jüngster Zeit beinahe eine neue Nova jedes Jahr, wodurch die Kenntnis von diesen eigentümlichen Himmelsgebilden bedeutend bereichert wurde. Vor 1895 waren im ganzen nur 14 Novae bekannt.

Der neue Stern der nördlichen Krone (T Coronae) erschien in der Nacht am 12. Mai 1866 als Stern 2.—3. Grösse an der Stelle, wo frühere Kataloge einen 9.—10. Grösse verzeichnet hatten. Er muss in wenigen Stunden um mehrere Grössenklassen zugenommen haben. Er nahm bald wieder ab, sodass er am Ende des Monats zur ursprünglichen Grösse herabsank, bei welcher er nachher geblieben ist. Die spektroskopische Untersuchung von Huggins ergab eine Mischung von hellen (Wasserstoff-) und dunklen Linien. (Vgl. Taf. II, 4.)

Der neue Stern im Schwan wurde als rötlicher Stern 3.—4. Grösse von Schmidt in Athen am 14. Nov. 1876 entdeckt; er nahm langsam an Lichtstärke ab, war im Okt. 1877 10., im Febr. 1878 kleiner als 11. Grösse. Das Spektrum dieses Sterns wurde von vielen Beobachtern untersucht. Die Wasserstofflinie *Hα* (*C* der Sonne = 658 $\mu\mu$) nahm schnell ab, während *Hβ* (486,2 $\mu\mu$) ziemlich unverändert blieb. Dagegen nahm die Nebellinie 500,7 $\mu\mu$ immer zu, bis sie die hellste war. Dieses Verhalten scheint für die neuen Sterne charakteristisch zu sein. Die anderen Linien waren 594?, 588 *He*, 581 Linie der Wolf-Rayetsterne 530 Coronium, 516?, 501 und 496 Nebulosalinien, 468 neue *H*-Linie (vgl. S. 45), 456 *H*-Linie, 451?, 435 *H*-Linie.

Das kontinuierliche Spektrum des neuen Sterns verblasste schnell, erst am violetten Ende, und das Spektrum ging allmählich in ein typisches Spektrum eines Nebels über, in welchem die Gase der höchsten

Sonnenatmosphäre (Wasserstoff, Helium und Coronium) neben dem Nebelstoff vorwiegen.

Etwas anders verhielt sich die Nova 1885 im Andromedanebel. Sie war bei der Entdeckung am 17. Aug. 1885 6., Anfang Sept. 8., Okt. 10., Nov. 11. und Jan. 1886 12. Grösse und verschwand danach allmählich. Wie die Nova 1860 befand sie sich in einem Sternhaufen. Sie zeigte nur ein kontinuierliches Spektrum, das allmählich erblasste.

Am genauesten ist der neue Stern Nova Aurigae studiert worden. Er wurde zuerst am 23. Jan. 1892 gesehen, hatte aber dann das Maximum seiner Helligkeit überschritten, wie ältere photographische Beobachtungen von der Harvard-Sternwarte in Cambridge U. S. A. zeigten. Er lief im Anfang des Jahres mehrere unregelmässige Lichtschwankungen durch. Ende April war er gänzlich verschwunden, wurde aber August 1892 wieder in Form von Nebel entdeckt. Sein Spektrum, das nach Campbells Zeichnung vom 28. Febr. 1892 (Fig. 7^b) wiedergegeben ist, zeigt dieselben Linien wie die vorhin genannte Nova Cygni. Fig. 7^a deutet die relative Lichtstärke in verschiedenen Teilen des Spektrums an. Die Linien sind sehr breit und hell mit breiten dunklen Begrenzungen nach Violett hin. Nach dem Wiederfinden (1892) gab dieser Stern, wie gesagt, Nebelspektrum, worin zuerst die Linien 436 und 575 vorkamen, die aber bis zum Zehntel der ursprünglichen Intensität im Jahre 1896 abgenommen hatten und jetzt verschwunden sind. Diese Linien sind in einigen wenigen Nebeln (5 resp. 3) wiedergefunden worden. Sie scheinen nach dem Vorkommen in Nova Aurigae nur für den heissesten Nebelzustand charakteristisch zu sein. Die beiden Nebellinien 500 und 496, ebenso wie die Wasserstofflinien $H\beta$ (486,2) und $H\gamma$ (410,2) sind aber seit 1892 ungeschwächt geblieben.

Die Nova Normae vom 10. Juli 1893, welche, anfangs 7. Grösse, bis Febr. 1894 auf die 10. Grösse gesunken war, ist wie ihr Vorgänger und Nova Cygni zu Gasnebel übergegangen. Der neue Stern Nova Centauri (der Harvard-Stern) von 1895 gab aber die ganze Zeit ein kontinuierliches Spektrum. Er hatte folgende Grössen: Bei der Entdeckung 1895: 10. Juli 7.2 Gr., 19. Dec. 11. Gr., 1896: 11. Juni 14.4 Gr., 9. Juli 16. Gr. und war seit Anfang 1897 nicht mehr zu entdecken. Hussey fand ihn (Juni 1896) von einem Nebel umgeben mit ganz anderem Spektrum (500,7, 495,9, 486,2 und 469,0?, die zwei Nebellinien und zwei *H*-Linien. vgl. S. 33 und 45). Vielleicht war dieser Nebel wegen des relativ starken Lichtes der Nova vorher der Entdeckung entgangen.

Einen relativ lichtstarken neuen Stern fand Mrs. Fleming im März

1898 an der Grenze zwischen Schützen und Adler ($AR = 18^h$, $56{,}2^m$, $D = -13^0{,}18^m$). Er war bei der Entdeckung 5., ein Jahr später nur 10. Grösse.

Die eigentümlichen Verschiebungen im Spektrum der Nova Aurigae haben zu vielen Spekulationen Anlass gegeben. Die hellen Linien, welche nach violett hin von dunklen Linien begrenzt sind, geben zu der Deutung Anlass, man hätte hier mit einem Gasnebel und einer Sonne (die dunkeln Linien) zu thun, welche sich gegeneinander mit einer Geschwindigkeit von 900 km pro Sek. bewegten. Diese Geschwindigkeit erhielt sich konstant und eine ähnliche wird bei der Nova Normae (1893), ebenso wie bei den Sternen β Lyrae und P Cygni (die Nova von 1600), beobachtet. Bei diesen letzten treten auch periodische Linienverschiebungen ein, welche auf eine kreisende Bewegung dieser Doppelsterne hindeuten. Da nun ähnliche grosse Geschwindigkeiten nicht wohl die Folge von Massenanziehungen sein können, und jedenfalls nie sonst bei Sternen mit Sicherheit beobachtet worden sind, so scheint es doch sehr eigentümlich, wenn diese Geschwindigkeiten gerade in so vielen Fällen bei den Novae und damit verwandten Sternen vorkämen. Wilsing hat deshalb versucht, die eigentümliche Linienverteilung als Folge der Druckverhältnisse zu erklären. Er liess Funken zwischen zwei Elektroden unter Wasser überspringen. In diesem Fall entstehen sehr grosse Drucke (Hunderte von Atmosphären) von kurzer Dauer. Die Elektroden bestanden aus Metallen, wie Eisen, Nickel, Platin, Kupfer, Silber, Zink, Zinn, Cadmium und Blei. Das Eisenspektrum zeigte helle Linien, die (gegen die Lage der Eisenlinien in Luft) nach rot verschoben und auf der violetten Seite von dunklen Linien begrenzt waren; es zeigte demnach eine auffallende Ähnlichkeit mit dem Spektrum von Nova Aurigae. In den anderen Metallspektren traten Verbreiterungen, Verschiebungen und Verdoppelungen der Linien ein. Silber gab ein kontinuierliches Spektrum. In Übereinstimmung mit Humphreys Untersuchungen wurde gefunden, dass der Effekt bei Zinn und Zink und besonders bei Cadmium viel grösser ist als bei Eisen und Platin.

Wilsing hält es somit für wahrscheinlich, dass die Linieneigentümlichkeiten von dem hohen Gasdruck herrühren, welcher nach dem, was vorher bekannt war, in dem Dunstkreis solcher Sterne wie β Lyrae herrscht.

Das Vorkommen von Novae in Sternhaufen oder in Nebeln macht es wahrscheinlich, dass sie von Zusammenstössen eines Sterns mit einem anderen in einem Sternhaufen oder mit einem Nebel herrühren (Seeliger). Da der Nebel an verschiedenen Stellen verschieden dicht ist, können solche

Schwankungen in der Lichtstärke wie diejenige der Nova Aurigae erklärlich werden. Sowohl der Stern wie der Nebel wird durch den Zusammenstoss erhitzt. Je nach der Natur des Sterns und des Nebels kann es vorkommen, dass das Spektrum des einen oder anderen überwiegt, oder alle beide gleichzeitig auftreten. Danach tritt schnelle Abkühlung ein, wonach das Nebelspektrum vorherrscht und einen immer kälteren Zustand andeutet. Bei den Zusammenstössen in Sternhaufen kann natürlicherweise das Nebelspektrum ausbleiben.

Auffallend ist es, dass die meisten neuen Sterne in der Milchstrasse oder ihrer Nähe aufgefunden wurden. Eigentlich ist es nur ein einziger der neuen Sterne (N. Coronae), welcher sehr weit von der Ebene der Milchstrasse (46,8°) liegt. Die neuen Sterne in der Andromeda und dem Centaur hatten im Gegensatz zu anderen Novae keine hellen Linien im Spektrum. Schliesst man diese beiden und Nova Coronae aus, so ist der mittlere Abstand der übrigen 12 neuen Sterne (vor 1895) 3,8° von der Centrallinie der Milchstrasse. Diese Verteilung dürfte kaum dem Zufall zuzuschreiben sein, obgleich im allgemeinen die Sterne sich an die Milchstrasse häufen.

Jedenfalls ist das Aufflammen einer Nova am einfachsten als die Folge eines Zusammenstosses anzusehen. Durch einen solchen Zusammenstoss kann offenbar ein altes Weltsystem wieder zu Jugend erweckt werden, d. h. gesteigerte Temperatur und Leuchtkraft annehmen.

Die nicht unbeträchtliche Zahl der Novae in neuester Zeit, etwa ein Fall pro Jahr, zeigt, dass eine solche Wiederbelebung der Sterne gar nicht als etwas sehr ausserordentliches anzusehen ist. Die bisweilen enormen und gewöhnlicherweise grossen relativen Geschwindigkeiten der Sterne geben die Erklärung dafür, dass die Novae ziemlich schnell nacheinander auftauchen, trotzdem die Sternkörper einen äusserst geringen Teil des Weltraumes einnehmen (vgl. weiter unten die Komogonie).

II. Das Sonnensystem.

Ausser den im vorigen behandelten Himmelskörpern, welche im Altertum als auf dem Himmelsgewölbe gegeneinander feststehend angesehen wurden und deshalb den Namen Fixsterne erhielten, fand man einige wenige andere Himmelskörper auf, welche im Gegensatz zu den Fixsternen schnell ihre Stellung zu diesen veränderten und deshalb Wandelsterne genannt wurden. Diese Wandelsterne sind ausser Sonne und Mond, die Planeten und ihre Begleiter, Monde oder Satelliten genannt, sowie die Kometen.

Die (scheinbare) Bahn der Sonne. Die Hauptaufgabe der alten Astronomen war diejenige, die Lage der Wandelsterne zu jeder beliebigen Zeit in Bezug auf die „stillstehenden" Fixsterne am Himmelsgewölbe zu bestimmen. Am einfachsten gelingt dies für die Sonne.

Aus der direkten Beobachtung des Momentes, in welchem die Sonne durch den Meridian geht, erhält man ihre Deklination. Um die Rektascension zu bestimmen, kann man nicht die Mittagszeit benutzen, weil die Fixsterne dann nicht sichtbar sind. Man wählt deshalb eine andere Zeit, eine bekannte Anzahl (a) Sternstunden nach dem Mittag, bestimmt einen Stern, welcher dann kulminiert, und welcher eine bekannte Rektascension (b) besitzt. Danach rechnet man zurück, und erhält die Rektascension der Sonne durch Abzug der Zahl (a) von der Rektascension b des betreffenden Sternes (in Sternstunden angegeben). Wenn man z. B. beobachtet, dass am 9. Januar um Mitternacht (12 Sternstunden nach Mittag) ein Stern im Sternbilde der Zwillinge oder im kleinen Hund kulminiert, dessen Rektascension 7^h, 23^m, 2 ($= 31^h$, 23^m, 2) ist, so folgt daraus ein um 12^h geringerer Wert der Rektascension der Sonne also 19^h, 23^m, 2. Die entsprechende Deklination ist -22^0, $4'$, 6. Aus diesen

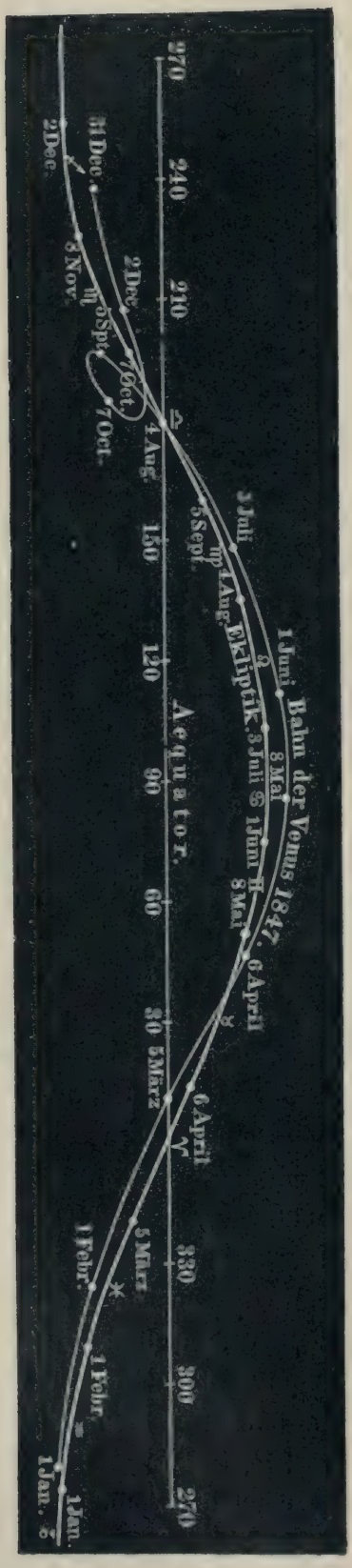


Fig. 20.

Daten ersieht man, dass die Sonne im genannten Augenblick am Mittag (Berliner Zeit) des 9. Januar im Sternbilde des Schützen steht und die angeführten Koordinaten besitzt.

Im Laufe eines Jahres durchwandert die Sonne (scheinbar) einen grossen Kreis auf dem Himmelsgewölbe und zwar mit nahezu konstanter Geschwindigkeit. (Die Abweichungen davon sind leicht mit Hilfe des zweiten Keplerschen Gesetzes aus der bekannten Excentricität der Erdbahn abzuleiten). Die Sonne passiert dabei den Tierkreis und steht (etwa) einen Monat in jedem Zeichen dieses Kreises.

Zufolge der mit Jahreszeit wechselnden Stellung der Sonne am Himmel bietet der Nachthimmel je nach der Jahreszeit einen verschiedenen Anblick. Um zu wissen, welche Sterne zu einer bestimmten Zeit, z. B. um 11 Uhr N. M. kulminieren, hat man zu der Rektascension R der Sonne am Mittag des betreffenden Tages 11^h mittlere Sonnenzeit $= 11^h, 1^m. 48^s$ Sternzeit zu addieren. Die Sterne, welche die Rektascension $AR + 11^h, 1^m, 48^s$ besitzen, befinden sich also im betreffenden Augenblick gerade in der Meridianebene, woraus leicht der sichtbare Teil des Himmelsgewölbes zu konstruieren ist. Im Winter (15. Januar) kulminieren zur Mitternacht die Zwillinge, der Luchs, im Frühling (15. April) Bootes, die Jagdhunde, im Sommer (15. Juli) der Adler, der Schwan und im Herbst (15. Oktober) Andromeda und Cassiopeja.

Die Bahnen der Planeten. In ähnlicher Weise, wie die Stellung der

Sonne, verzeichneten die alten Astronomen diejenigen der Planeten in Bezug auf die Fixsterne. Die betreffenden Bahnen sind bei weitem nicht so einfach zu beschreiben wie diejenige der Sonne. Fig. 20 giebt z. B. die Bahn der Venus im Jahre 1847 wieder, wobei zur besseren Beurteilung ihrer Lage die Ekliptik, d. h. die scheinbare Bahn der Sonne eingezeichnet ist. Wie man sieht, beschreibt die Venusbahn eine

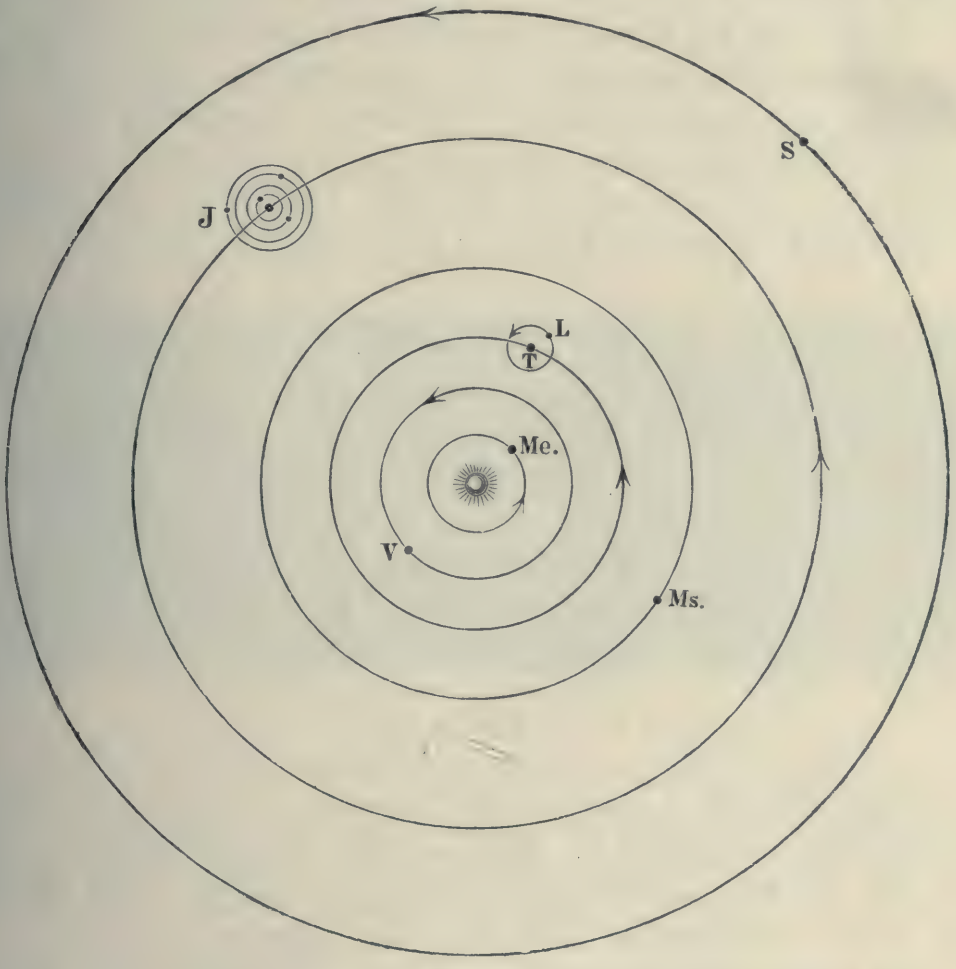


Fig. 21.

geschlossene Schlinge im Herbst. Eine ähnliche Bahn kann natürlicherweise auch nicht angenähert durch einen Kreis dargestellt werden.

Die Alten fanden, dass diese Bahnen durch sog. epicyklische Linien dargestellt werden können (das Ptolemäische System). Aber schon Hipparch (vgl. weiter unten) verstand, dass, wenn man die Planetenbahnen auf die Sonne bezieht, dieselben annäherungsweise um die Sonne gelegte Kreise bilden. Diese Wahrheit, welche im Mittelalter verloren ging, wurde von Kopernikus wieder entdeckt, wodurch eine neue

Aera der Astronomie begründet wurde. Fig. 21 stellt die Planetenbahnen nach dem Kopernikanischen System dar.

Die absoluten Entfernungen im Sonnensystem. Die astronomischen Messungen bestehen in Bestimmungen der Lagen der Himmelskörper, welche durch Winkel angegeben werden. Nach diesen Messungen kann man sich ein Modell machen, welches die relativen Lagen der Planeten und der Sonne mit sehr grosser Genauigkeit wiedergiebt. Um die absoluten Entfernungen der Planeten kennen zu lernen, braucht man danach nur eine Entfernung auszumessen, so kann man daraus alle anderen ableiten. Zu diesem Zweck wählt man einen Planeten, welcher der Erde relativ nahe kommt, und bestimmt mittelst Triangulation (vgl. unten) von zwei weit voneinander (in bekannter Entfernung) belegenen Punkten der Erde seinen Abstand. Zu diesem

Fig. 22.

Zweck sind die kleinen Planeten und ausserdem Mars und Venus (bei Durchgängen) sehr brauchbar. Besonders gute Bestimmungen verspricht man sich aus den Beobachtungen des kleinen neuentdeckten Planeten Eros, welcher bisweilen der Erde sehr nahe kommt.

Eine andere Methode, welche auf eine physikalische Bestimmung begründet ist, benutzt die Beobachtung der Verfinsterung der Jupitermonde. Diese werden nach gleich langen Intervallen verfinstert, wenn sie in den Schatten des Jupiter treten, z. B. für den ersten Jupitermond alle 42^h, 28^m, 35^s.

Beobachtet man aber die Verfinsterungen, wenn die Erde in h steht (siehe Fig. 22, wo S die Sonne, $h\,o\,g\,k\,h$ die Erdbahn, 7 Jupiter und J seinen ersten Mond bezeichnet), d. h. wenn die Erde sich dem Jupiter nähert, so findet man die genannte Periode etwa um 6 Sek. verkürzt Um ebensoviel erscheint sie verlängert, wenn die Erde sich in g befindet

und sich von dem Jupiter entfernt. Dies beruht darauf, dass im ersten Falle das Licht bei der nachfolgenden Verfinsterung nicht so lange Zeit braucht, um von J nach der Erde zu gelangen, wie bei der ursprünglichen, da die Erde sich inzwischen dem Monde J genähert hat. Aus der Änderung der Verfinsterungsperiode kann man in ähnlicher Weise wie aus der Änderung der Schwingungsperiode einer Lichtschwingung nach dem Dopplerschen Prinzip das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn bestimmen.

Wenn man nun den Eintritt der Verfinsterungen beobachtet, einmal wenn die Erde nahezu in Opposition mit Jupiter im Punkte a, ein anderes mal, wenn sie nahezu in Konjunktion mit diesem Planeten im Punkte c steht, und die Verspätung im letzten Fall gegen den ersten beobachtet, so entspricht diese Verspätung, welche gleich $16^m, 26^s = 986^s$ gefunden ist, gerade der Zeit, welche das Licht braucht, um den Weg $a\ c$, d. h. zwei Sonnenweiten zu durchlaufen. Da nun nach den Messungen der Physiker die Lichtgeschwindigkeit 300 000 km pro Sek. beträgt, so ist der Durchmesser der Erdbahn $986. 3. 10^5$ km. = 296 Millionen km und die Sonnenweite 148 Millionen km anstatt 149,5, welche Zahl aus den astronomischen Messungen folgt.

Bestimmung der Entfernung der Planeten durch Parallaxenmessungen. Schon im Altertum führte man Messungen aus, welche zur Bestimmung des Abstandes des Mondes und der Sonne von der Erde dienen sollten. Man ging dabei von der bekannten Methode der Triangulation aus; von den beiden Enden einer Basis, deren Länge ausgemessen wurde, maass man die beiden Winkel, welche die Sichtlinien zum Himmelskörper mit der Basis bildeten. Anstatt dessen kann man die beiden Winkel messen, welche die Sichtlinien mit der Sichtlinie zu einem Fixstern bilden und daraus die Grösse der vorhin genannten Winkel ableiten.

Dieser Winkel lässt sich zu der sog. Parallaxe des Himmelskörpers umrechnen. Unter Parallaxe eines zum Sonnensystem gehörigen Himmelskörpers versteht man denjenigen Winkel, unter welchem der äquatoriale Halbmesser der Erde von einem Punkt des betreffenden Himmelskörpers gesehen wird, wenn die Sichtlinie gegen den Halbmesser senkrecht steht.

Auf diese Weise bestimmte schon Hipparch die Parallaxe des Mondes zu 47,5—55,5 Bogenminuten und diejenige der Sonne zu 3 Bogenminuten. In neuerer Zeit verfährt man bei Bestimmung der Mondparallaxe am einfachsten so, dass man die Zenithdistanz des nördlichen oder südlichen Mondrandes bei seinem Gang durch die Meridianebene an zwei (nahezu)

auf demselben Meridian gelegenen Sternwarten ermittelt. Die wahre Mondparallaxe ist etwas mit der Zeit veränderlich, nachdem der Mond uns nicht immer gleich nahe steht, und beträgt im Mittel 57′, 2″, 3. Dies entspricht einer Entfernung des Mondmittelpunktes zum Mittelpunkt der Erde von 60,27 Äquatorialradien oder 384 400 km.

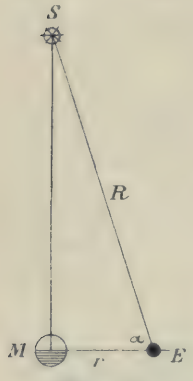


Fig. 23.

Man ersieht hieraus, dass die Bestimmung des Mondabstandes von Hipparch annähernd richtig war. Dagegen hatte er die Sonnenparallaxe viel zu hoch geschätzt. Die Entfernung der Sonne war zu gross, als dass sie auf diese Weise genau von Hipparch hätte bestimmt werden können. Aristarch wendete in diesem Falle eine indirekte Methode an. Er maass den Winkel (α) zwischen den Sichtlinien der Sonne und des Mondes (Fig. 23), als er gerade halb erschien und folglich der Winkel zwischen den Verbindungslinien Sonne — Mond und Erde — Mond 90^0 betrug. Es war offenbar dann, wenn R den Abstand Sonne — Erde und r denjenigen Erde — Mond bezeichneten,

$$r = R \cos \alpha.$$

Da r und α bekannt waren, konnte R berechnet werden. Diese Methode hat nur historisches Interesse. Sie scheitert daran, dass man nicht den Moment, in welchem der Mond genau halb erscheint, scharf bestimmen kann.

Andere indirekte Methoden beruhen auf der Bestimmung der Entfernung eines Planeten, der uns nahe kommt, wie Venus, Mars oder die kleinen Planeten. Kennt man beispielsweise die Entfernung von Venus, und beobachtet an zwei weit voneinander gelegenen Orten den Durchgang dieses Planeten durch die Sonnenscheibe, so kann man die Entfernung der Sonne feststellen. Man befolgt dabei folgendes Prinzip. Es seien (in Fig. 24) a und b zwei Beobachtungsorte auf der Erde (E). Der Mittelpunkt des Planeten Venus (V) scheint von a gesehen, eine Bahn $d'\ d''$ über die Sonnenscheibe zurückzulegen. In derselben Weise beschreibt der Mittelpunkt der Venus von b aus gesehen die Bahn $c'\ c''$, während ihres Ganges an der Sonnenscheibe vorüber. Nun bestimmt man den Winkel α, unter welchem die Entfernung $a\ b$ von Venus erscheint. Andererseits kann man aus dem scheinbaren Sonnendurchmesser sehr genau den Winkel (β) bestimmen, unter welchem $c\ d$ von der Erde gesehen wird. Wenn die Entfernungen Venus — Erde und Venus — Sonne mit e und D bezeichnet werden, so gilt offenbar:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{D+e}{D}.$$

Aus der Entfernung $a\,b$ und dem Winkel α kann man nun e bestimmen, woraus nachher D berechnet wird.

Wegen der dichten Atmosphäre der Venus giebt diese Methode nicht die theoretisch zu erwartende Genauigkeit.

In neuerer Zeit benutzt man bei diesen Bestimmungen der Sonnenentfernung sowohl wie bei denjenigen aus Bahnbestimmungen des Mars und der kleinen Planeten, die Kenntnis der später zu erwähnenden Keplerschen Gesetze (mit Korrektionen für die Störungen). Die mit Hilfe der kleinen Planeten ausgeführten Messungen haben bisher die genauesten Resultate ergeben, weil ihre Scheiben so klein sind, dass die Winkelmessung sehr genau ausfällt.

Als Endresultat aller dieser astronomischen Messungen kann man die Sonnenparallaxe gleich 8″, 80 setzen, woraus sich die Entfernung der Sonne von der Erde zu 149,5 Millionen Kilometer berechnen lässt.

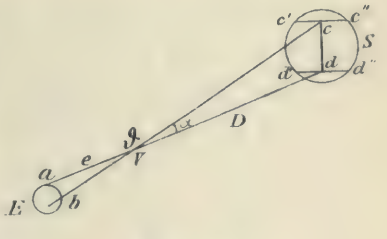


Fig. 24.

Bei der Feststellung der nach ihm benannten Gesetze kannte Kepler nicht die absoluten Entfernungen der Planeten, sondern nur die relative Grösse ihrer Bahnen, welche er den Beobachtungen Tycho Brahes über die Stellung der Planeten am Himmel entnahm.

Die Umlaufszeiten der Planeten. Schon im Altertum hatte man eingesehen, dass es einfacher wäre anzunehmen, dass die Planeten und damit die Erde sich um die Sonne bewegen, als dass die Erde fest im Raume stehe und alle Himmelskörper sich darum drehen, wie man anfangs glaubte. Diese Ansicht geriet aber im Mittelalter in Vergessenheit und wurde erst von Kopernikus wieder aufgenommen. Er hatte die Meinung, dass die Planeten und die Erde in Kreisen um die Sonne sich bewegen. Die Planeten haben konstante Umlaufszeiten, d. h. es vergeht eine bestimmte und in allen Fällen nahezu gleiche Zeit zwischen zwei nacheinander folgenden Konjunktionen der Sonne und eines Planeten, in welchem Falle die Rektascension der beiden Himmelskörper gleich ist. Diese Zeit wird die synodische Umlaufszeit genannt. Um einen naheliegenden Vergleich zu nehmen, betrachten wir die Spitzen der Zeiger einer Uhr, bei welcher der Minutenzeiger der kürzere ist. Die Spitze des Minutenzeigers möge der Lage von Venus entsprechen, diejenige des

Stundenzeigers der Lage der Erde, so entspricht die Achse, um welche sich die Zeiger drehen der Lage der Sonne. Die synodische Umlaufszeit des Minutenzeigers ist die Zeit, welche zwischen zwei Augenblicken verstreicht, in welchen die beiden Zeiger übereinander stehen und beträgt $1^1/_{11}$ Stunde. Aus dieser und der bekannten Umlaufszeit des Stundenzeigers (12 Stunden) lässt sich leicht die Umlaufszeit des Minutenzeigers zu einer Stunde berechnen. Weil die beiden Zeiger in derselben Richtung sich um den Mittelpunkt bewegen, ist die scheinbare (synodische) Umlaufszeit des Minutenzeigers länger als die wirkliche. Ebenso ist die synodische Umlaufszeit der Venus (1,60 Jahre) länger als die wirkliche (siderische), weil sich die Erde in derselben Richtung um die Sonne in einem Jahr herumbewegt. Aus diesen beiden Daten lässt sich leicht die siderische Umlaufszeit der Venus, d. h. die Zeit, in welcher sie sich 360 Grad um die Sonne bewegt, zu 0,61 Jahren bestimmen.

Auf diese Weise wurden die folgenden Umlaufszeiten der Planeten bestimmt:

	Umlaufszeit	
	synodische	siderische
Merkur	0,31 Jahre	0,24 Jahre
Venus	1,60 „	0,61 „
Mars	2,13 „	1,88 „
Jupiter	1,09 „	11,87 „
Saturn	1,03 „	29,47 „
Uran	— „	84,02 „
Neptun	— „	164,8 „

Streng genommen, ist nur die siderische Umlaufszeit der Planeten genau konstant, die synodische kann wegen der ungleichmässigen Geschwindigkeit der Planeten ein wenig schwanken.

Um die Bewegungen der Planeten so weit als möglich genau wiederzugeben, nahm Kopernikus, wie vor ihm schon Hipparch an, dass die Sonne nicht genau im Mittelpunkt des Kreises stände, auf welchem der betreffende Planet als mit gleichmässiger Geschwindigkeit sich bewegend gedacht wurde.

Indessen entsprach diese Annahme nicht den sehr genauen Bestimmungen, besonders der Bewegung von Mars, durch Tycho Brahe, und dieser Umstand veranlasste Kepler nach einer der Wirklichkeit besser entsprechenden Darstellung der Bewegungen der Planeten zu suchen. Er formulierte sie in drei Sätzen, welche den Namen der drei Keplerschen Gesetze erhalten haben. Sie lauten:

Die Planeten bewegen sich um die Sonne in Ellipsen, in deren einem Brennpunkte die Sonne steht.

Der von der Sonne zum Planeten gezogene Leitstrahl überfährt in gleichen Zeiten gleich grosse Flächen.

Die Quadrate der Umlaufszeiten verschiedener Planeten verhalten sich wie die dritten Potenzen ihrer mittleren Entfernungen von der Sonne.

Das Gravitationsgesetz. Es gelang dem Genius von Newton, die drei Keplerschen Gesetze in ein einziges zusammenzufassen, wonach alle Bewegungen der Himmelskörper dadurch erklärt werden, dass man annimmt, sie werden gegeneinander angezogen mit einer Kraft, die ihren Massen direkt und dem Quadrate ihrer Entfernung umgekehrt proportional ist; ferner, dass die im leeren Raume sich bewegenden Himmelskörper wegen ihrer Trägheit ihre Geschwindigkeit unverändert beibehalten, wenn keine von fremden Körpern ausgehende Kräfte auf sie einwirken. Alle Kräfte zwischen wägbaren Massen treten paarenweise auf, d. h. sind gleich gross und entgegengesetzt gerichtet.

Um dies zu beweisen, untersuchte Newton erst die Bewegung des Mondes. Dieser bewegt sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn von dem Durchmesser gleich 60,27 Erddurchmessern in einer Zeit von 27^d, 7^h, 43^m, $11{,}5^s$ um die Erde (siderische Umlaufszeit). Da nun der Mond von der Erde angezogen wird, so gehorcht er demselben Gesetz wie ein fallender Körper, d. h. die Beschleunigung des Mondes gegen die Erde soll gleich derjenigen eines fallenden Körpers ($981 \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$) dividiert durch $(60{,}27)^2$ oder $0{,}270 \frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$ sein. Aus der Lehre von der Kraft, welche nötig ist, um einen Körper im Kreis um einen Punkt zu bewegen, weiss man, dass die Beschleunigung in diesem Fall gleich dem Quadrat der Geschwindigkeit dividiert durch den Radius des Kreises ist. Nun kennen wir die Geschwindigkeit des Mondes in seiner Bahn, sie ist gleich der Länge der Bahn ($2\,\pi\,.\,60{,}27\,.$ Erdradien), dividiert durch die Umlaufszeit (2 360 591,5 Sek.). Die Beschleunigung ist folglich (wenn R den Erdradius $= 6\,378\,249$ cm darstellt)

$$\frac{(2\,\pi\;60{,}27\;R)^2}{(2\,360\,591{,}5)^2} \cdot \frac{1}{60{,}27\;R} = 0{,}272\;\frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}.$$

Wie man sieht, stimmt dieser Wert sehr nahe mit demjenigen überein, welcher oben unter der Annahme berechnet wurde, dass die Schwerkraft dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist. (Noch

grösser wird die Übereinstimmung, wenn man in der letzten Formel den Halbmesser der Mondbahn um $^1/_{83}$ vermindert. Der Mond kreist nämlich, wie unten (S. 77) gezeigt wird, nicht um den Erdmittelpunkt, sondern um den gemeinsamen Schwerpunkt des Mondes und der Erde, welcher dem Monde um $^1/_{83}$ näher liegt als der Erdmittelpunkt. Dadurch erhält man im letzten Fall die Ziffer 0,269). Newton fand eine weniger gute Übereinstimmung, weil er ungenauere Werte hatte. Er erhielt später bessere durch die französische Gradmessung.

Wir können nun weiter gehen. Nehmen wir an, ein Planet befinde sich in A (in Fig. 25), die Sonne dagegen in S. In einer Sekunde bewegt sich der Planet längs AB, welche Strecke wegen der kurzen Zeit als eine Gerade angesehen werden kann. Wenn nun keine Kraft auf den Planeten wirkte, so würde er seine Bahn mit konstanter Geschwindigkeit in gerader Linie fortsetzen und das Bahnelement BC in der zweiten Sekunde beschreiben, wo $BC = AB$ ist. Wegen der Wirkung der Sonne fiele aber der Planet in der zweiten Sekunde ein Stück BE gegen die Sonne, falls er am Anfang dieser Zeit still stände. Die wirkliche Bahn des Planeten setzt sich nach dem Parallelogrammengesetze zu einer Resultante BD aus den beiden Komponenten BC und BE zusammen. Da nun nach dem Parallelogrammengesetz CD und BE einander parallel sind, so hat das Dreieck BDS dieselbe Oberfläche wie das Dreieck BCS. Dieses ist aber seinerseits gleich gross wie das Dreieck ABS. Folglich streicht der Leitstrahl von S zum Planeten in der zweiten Sekunde über eine ebenso grosse Fläche SBD wie in der ersten Sekunde SAB und ebenso in allen folgenden gleich langen Zeiten (Sekunden).

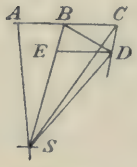


Fig. 25.

Wie man sieht, ergiebt sich das zweite Keplersche Gesetz als Folge der Annahme, dass die Anziehung der Planeten gegen die Sonne gerichtet ist, welche Grösse diese Anziehung auch habe.

Das dritte Keplersche Gesetz lässt sich ebenso leicht ableiten. Es seien zwei Planeten mit den Bahnradien R und R_1 und den Umlaufszeiten T und T_1, welche von derselben Sonne angezogen werden. Dann ist die Beschleunigung (A) der Anziehungskraft für den ersten Planeten, wenn v seine Bahngeschwindigkeit bedeutet,

$$A = \frac{v^2}{R} = \frac{(2\,\pi\,R)^2}{T^2\,R} = \frac{4\,\pi^2\,R}{T^2}.$$

Für den anderen Planeten gilt ebenso:

$$A_1 = \frac{4\,\pi^2\,R_1}{T_1{}^2}.$$

Nun soll nach Newton, da die Anziehung in beiden Fällen von der Gravitation gegen denselben Körper verursacht wird:

$$\frac{A}{A_1} = \frac{R_1{}^2}{R^2}$$

oder:

$$\frac{4\,\pi^2\,R}{T^2} : \frac{4\,\pi^2\,R_1}{T_1{}^2} = \frac{R_1{}^2}{R^2},$$

woraus folgt:

$$\frac{T_1{}^2}{T^2} = \frac{R_1{}^3}{R^3},$$

der analytische Ausdruck des dritten Keplerschen Gesetzes.

Das erste Keplersche Gesetz wird leicht mit Hilfe eines Satzes aus der analytischen Geometrie bewiesen. Dieser Hilfssatz lautet folgendermaassen: Bei Kegelschnitten verhalten sich die Längen der an verschiedenen Stellen gezogenen Krümmungshalbmesser (z. B. ϱ in Fig. 26) umgekehrt wie die dritten Potenzen von den Cosinen der entsprechenden Winkel (α) zwischen Leitstrahl r vom Brennpunkt F und Krümmungshalbmesser ϱ. Diese Eigenschaft ist nur für die Kegelschnitte charakteristisch.

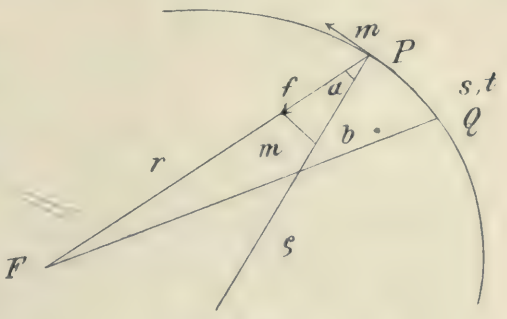


Fig. 26.

Nach dem zweiten Keplerschen Gesetz ist nämlich das in einer gegebenen Zeit t überfahrene Flächenstück FPQ dieser Zeit proportional. Wenn nun PQ so kurz ist, dass es als ein Stück, von der Länge s, einer geraden Linie betrachtet werden kann, so verlangt das zweite Keplersche Gesetz, dass:

$$\tfrac{1}{2}\,r\,s\cos\alpha = ct,$$

worin c eine Konstante bedeutet.

Die Kraft f, welche ein Gramm des Planeten in P gegen die Sonne in F treibt, kann in zwei Komponente zerlegt werden, wovon der eine b in der Richtung des Krümmungshalbmessers ϱ, der andere m senkrecht dazu nach der Tangente im Punkte P gerichtet ist. m strebt die Geschwindigkeit des Planeten in seiner Bahn zu vermindern, b giebt der Bahn ihre Krümmung. Für solche Kräfte wie b gilt folgende Relation, in welcher v die Bewegungsgeschwindigkeit des Planeten im Punkte P bedeutet (vgl. S. 73):

$$f \cos \alpha = b = \frac{v^2}{\varrho}.$$

Führt man nun in den letzten Ausdruck den aus der vorletzten Gleichung gewonnenen Wert:

$$v = \frac{s}{t} = \frac{2c}{r \cos \alpha}$$

ein, so erhält man:

$$f = \frac{4c^2}{r^2 \varrho \cos^3 \alpha}.$$

Nun verlangt das Newtonsche Gesetz, dass

$$f = \frac{kM}{r^2} = \frac{K_1}{r^2},$$

worin k die Gravitationskonstante und M die Sonnenmasse bedeuten. Da diese letztere nicht variiert, kann man für KM die Konstante K_1 einführen. Die beiden letzten Ausdrücke für f können nur dann zutreffen, wenn für die Kurve der Planetenbahn gilt:

$$\varrho \cos^3 \alpha = \frac{4c^2}{K_1} = K_2,$$

d. h. $\varrho \cos^3 \alpha$ muss konstant sein. Diese Bedingung erfüllen nun nach dem vorhin gesagten nur die Kegelschnitte, von welchen die Ellipsen eine Unterabteilung ausmachen. Die Planeten müssen sich also, wie das erste Keplersche Gesetz verlangt, auf elliptischen (d.h. geschlossenen) Kegelschnittkurven um die im Brennpunkte gelegene Sonne bewegen.

Wenn zwei Himmelskörper aufeinander wirken, so treibt die Anziehung den einen gegen den anderen mit eben derselben Kraft P wie

len anderen gegen den ersten. Die Beschleunigungen A und A^1 der beiden Körper werden:

$$A = \frac{P}{M}; \quad A_1 = \frac{P}{M_1};$$

woraus folgt:

$$AM = A_1 M_1.$$

Die Weglängen S und S_1, welche diese Körper in einer gegebenen Zeit zurücklegen, verhalten sich wie die Beschleunigungen, folglich ist auch:

$$SM = S_1 M_1.$$

Nun gilt für den Schwerpunkt der beiden Körper, wenn seine Entfernung von diesen α und α_1 ist, die Gleichung:

$$LM = L_1 M_1.$$

Folglich wird, nachdem die anziehende Kraft eine Zeit lang gewirkt hat,

$$(L - S)\, M = (L_1 - S_1)\, M_1,$$

d. h. mit anderen Worten, der Schwerpunkt des Systems erleidet durch diese Anziehungskraft keine Änderung. Da nun die Kräfte, welche zwischen mehreren Körpern wirken, nach dem Parallelogrammengesetz gleich der Summe der Kräfte zwischen den einzelnen Körpern zu setzen sind, und dasselbe für die durch die Kräfte verursachten Verschiebungen gilt, so lässt sich leicht beweisen, dass der Schwerpunkt eines Systems, zwischen dessen einzelnen Teilen Kräfte nach dem Newtonschen Anziehungsgesetz, oder andere Centralkräfte, wirken, durch die Wirkung dieser Kräfte nicht verschoben wird.

Es drehen sich folglich die einzelnen Planeten in unserem Sonnensystem nicht um die Sonne, sondern um den Schwerpunkt des Systemes, um welchen auch die Sonne sich herumbewegt. Wegen der geringen Masse der anderen Körper im Sonnensystem, verglichen mit derjenigen der Sonne, fällt der gemeinsame Schwerpunkt in den Sonnenkörper selbst.

Betrachten wir nun wiederum den Fall, dass zwei Körper, wie die beiden zum Algolsystem gehörigen, sich um den gemeinsamen Schwerpunkt in kreisförmigen Bahnen herumdrehen, so ist die Anziehungs-

kraft der beiden Körper, wenn k, wie gewöhnlich, die Gravitationskonstante bedeutet:

$$F = k \cdot \frac{MM_1}{(L+L_1)^2} = \frac{M}{L}\frac{(2\pi L)^2}{T^2} = \frac{M_1}{L_1}\frac{(2\pi L_1)^2}{T_1^2},$$

woraus folgt:

$$k = \frac{4\pi^2}{T^2}\frac{L(L+L_1)^2}{M_1}.$$

Nun ist weiter $T = T_1$, indem die beiden Körper immer auf der entgegengesetzten Seite des Schwerpunktes liegen, und weiter ist:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{L}{L_1},$$

woraus folgt:

$$\frac{M_1}{M+M_1} = \frac{L}{L+L_1}$$

oder:

$$\frac{L}{M_1} = \frac{L+L_1}{M+M_1}.$$

Durch Einführung dieses Wertes in den Ausdruck für K erhalten wir:

$$k = 4\pi^2\frac{(L+L_1)^3}{T^2}\cdot\frac{1}{M+M_1}.$$

Da nun das Newtonsche Gravitationsgesetz verlangt, dass die Gravitationskonstante immer dieselbe ist, so finden wir, dass, wenn wir $L + L_1 = D$ setzen und zwei Systeme betrachten von je zwei Körpern, in der Entfernung D, mit der Umlaufszeit T und den Massen M und M_1 im einen System, bzw. in der Entfernung d, mit der Umlaufszeit t und den Massen m und m_1 im anderen System, die Beziehung besteht:

$$K = 4\pi^2\frac{D^3}{T^2}\frac{1}{M+M_1} = 4\pi^2\frac{d^3}{t^2}\frac{1}{m+m_1}$$

oder:

$$\frac{M+M_1}{m+m_1} = \frac{D^3}{T^2} : \frac{d^3}{t^2}.$$

Es ist diese Gleichung, welche wir oben bei der Berechnung der Massen des Algolsystems benutzt haben.

Die Massen der Planeten. Mit Hilfe der letzten Gleichung kann man, wenn M und M_1 die Massen der Erde und Sonne, m und m_1 die Massen eines anderen Planeten und der Sonne bedeuten, die Entfernungen der Planeten aus ihren Umlaufszeiten berechnen. Dabei kann man, wie unten gezeigt wird, die Massen der Planeten in Vergleich mit derjenigen der Sonne vernachlässigen, wodurch das linke Glied der Gleichung den Wert 1 erhält.

In eben derselben Weise kann man die Masse von Sonne und Erde mit derjenigen des Mondes und der Erde vergleichen, wobei man in erster Annäherung die Masse des Mondes gegen diejenige der Erde vernachlässigen kann. Weiter kann man die Massen aller Planeten, welche Monde besitzen, mit derjenigen der Erde aus den Umlaufszeiten ihrer Monde und den Distanzen derselben von den Planeten berechnen. Die Entfernungen der Monde von ihren Planeten werden durch Winkelmessungen und aus dem bekannten Abstand der Planeten von der Erde berechnet.

Für Planeten, welche keine Monde besitzen, wie Merkur und Venus, berechnet man die Masse aus den Störungen, welche diese Planeten auf die Bewegung von anderen Himmelskörpern, wie Kometen, ausüben. Die Masse des Erdmondes kann man ebenso aus einem genauen Studium der Bewegungen der Himmelskörper ermitteln.

Wenn man nun die Entfernungen und die in Winkelmaass ausgedrückten Durchmesser der Planeten, Sonne und Mondes kennt, so ist es leicht, daraus die wirklichen Durchmesser und Volumina dieser Körper zu bestimmen. Durch Vergleichung der Masse mit dem Volumen kann man die Dichte dieser Körper bestimmen, wobei die Dichte der Erde gleich 1 gesetzt wird. Nun hat man, wie wir weiter unten sehen werden, das spezifische Gewicht der Erde zu 5,5 bestimmt. Mit Hilfe dieser Zahl kann man die Dichte der zum Sonnensystem gehörigen Körper mit derjenigen des Wassers vergleichen.

Weiter kann man aus dem Durchmesser und der Masse der Himmelskörper leicht berechnen, wie viel die Masse eines Gramms an der Oberfläche eines anderen Planeten wiegt. In der folgenden Tabelle sind die betreffenden Grössen zusammengestellt, wobei alle entsprechenden Grössen auf der Erde als Einheit genommen sind.

	Entfernung von der Sonne	Masse	Radius	Dichte	Schwere
Merkur	0,387	0,0324	0,37	0,63	0,237
Venus	0,723	0,805	1,00	0,80	0,805
Erde	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Mond	—	0,0122	0,27	0,62	0,167
Mars	1,524	0,105	0,53	0,705	0,374
Jupiter	5,203	309,5	11,6	0,23	2,54
Saturn	9,55	92,6	9,30	0,115	1,07
Uran	19,22	14,7	4,23	0,194	0,822
Neptun	30,12	16,5	3,80	0,301	1,14
Sonne	—	324,439	108,56	0,25	27,4
Die kleinen Planeten	1,46 bis 4,27.	—	—	—	—

Die elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Bahnen der Körper um die Sonne. Es lässt sich, wie oben gesagt, beweisen, dass, wenn ein Körper, welcher von einem anderen, als fest angesehenen, nach dem Newtonschen Gesetz angezogen wird, eine anfängliche Bewegung erhält, welche nicht in der Verbindungslinie mit dem anziehenden Körper liegt, so beschreibt der bewegliche Körper eine Bahn um den festen Körper, welche Bahn die Form eines Kegelschnittes hat, in dessen einem Brennpunkte der feste Körper sich befindet. Die Kegelschnitte können nun von zwei verschiedenen Arten sein, entweder geschlossene Kurven, Ellipsen oder ungeschlossene Kurven, Hyperbeln. Zwischen diesen beiden Arten liegen die Parabeln, welche auch ungeschlossene Kurven sind und als Ellipsen von äusserst grosser Excentricität oder als Hyperbeln, deren beiden Asymptoten eine unendlich kleine Neigung gegeneinander haben, betrachtet werden können.

In dem Falle, dass der bewegliche Körper eine Ellipse beschreibt, muss er nach einer endlichen Zeit zu seinem Ausgangspunkt zurückkehren. Denn da der Leitstrahl nie unendlich lang wird, so muss nach dem zweiten Keplerschen Gesetz der Körper einen endlichen Teil seiner Bahn in jeder Sekunde durchlaufen und nach einer genügenden Zahl von Sekunden muss er die Bahn durchgelaufen haben. Danach fängt ein neuer Umlauf in ganz derselben Weise an. Wenn aber der bewegliche Körper eine parabolische oder hyperbolische Bahn beschreibt, so wächst der Leitstrahl über alle erdenkliche Grenzen und der Körper kehrt nie wieder zurück. Nur diejenigen Körper, welche sich in elliptischen Bahnen bewegen, haben infolgedessen eine Umlaufszeit und

gehören zu demselben System wie der feste Körper, sind gewissermaassen an ihn gebunden. Alle Körper, welche zum Sonnensystem gehören, beschreiben also elliptische Bahnen um die Sonne. Körper, welche gelegentlich erscheinen und eine parabolische oder hyperbolische Bahn um die Sonne beschreiben, stammen aus unendlich weit entfernten Gegenden und sind nur als zufällige Besucher im Sonnensystem anzusehen.

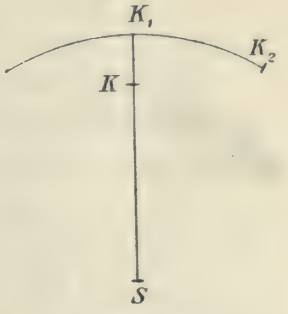


Fig. 27.

Es ist deshalb von grossem Interesse, bestimmen zu können, ob ein Himmelskörper eine elliptische Bahn um die Sonne beschreibt oder nicht. Dies kann man mit Hülfe seiner Bahngeschwindigkeit ermitteln.

Die potentielle Energie eines beweglichen Körpers. Denken wir uns einen beweglichen Körper mit der Masse m in K und einen anziehenden als fest gedachten Körper, wie die Sonne, mit der Masse M in S (Fig. 27). Die Kraft, welche K gegen S treibt, ist:

$$F = k \frac{Mm}{r^2}$$

wenn r den Abstand $K\,S$ bezeichnet. Angenommen jetzt, wir verschieben den beweglichen Körper von K zu K_1 längs der Richtung $S\,K$, so leisten wir eine Arbeit (A), welche nach den Regeln der Mechanik gemessen wird durch das Produkt der überwundenen Kraft und der Weglänge. Wenn demnach F die Kraft und r_1 das Stück $K_1\,S$ darstellt, so ist die ausgeführte Arbeit:

$$A = F\,(r_1 - r).$$

Nun ist die Kraft F etwas veränderlich, im Punkte K ist ihr Wert:

$$F = k \frac{Mm}{r^2},$$

im Punkte K_1 dagegen:

$$F = k \frac{Mm}{r_1^{\,2}}.$$

und im Mittel kann sie gleich:

$$F = k \frac{Mm}{r\,r_1}$$

gesetzt werden. Dieser Ausdruck enthält einen um so geringeren Fehler, je weniger r und r_1 voneinander verschieden sind, und wenn sie äusserst wenig voneinander abweichen, so ist der Ausdruck exakt richtig. Folglich wird für eine kleine Verschiebung:

$$A = F(r_1 - r) = k\,M\,m\,\frac{r_1 - r}{r\,r_1} = k\,M\,m\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right).$$

Wenn ich den Körper von K nach K_2 verschiebe, wobei der Abstand $K_2\,S$ ebenfalls gleich r_1 angenommen wird, so kann ich mir diese Operation in der Weise ausgeführt denken, dass ich den Körper erst nach K_1 bringe und dann auf einem Kreisbogen um S von K_1 nach K_2. Bei dem letzten Teil dieser Verschiebung wird keine Arbeit verbraucht, denn die Kraft zwischen dem Körper und der Sonne geht in der Richtung des Leitstrahls, folglich ist ihre Komponente längs des dazu senkrechten Kreisbogens $K_1\,K_2$ gleich Null. Auf dem Wege $K_1\,K_2$ wird infolgedessen keine Kraft überwunden, d. h. keine Arbeit geleistet. Die Arbeit um den Körper auf einem anderen Wege, z. B. längs einer geraden Linie von K nach K_2 zu bringen, muss nach dem ersten Hauptsatze der mechanischen Theorie der Wärme genau dieselbe wie die bei der Fortführung des Körpers von K nach K_2 längs des Weges $K\,K_1\,K_2$ sein. Und zwar wenn der Körper anfangs in der Entfernung r von S und am Ende in der Entfernung r_1 von S liegt, so ist die geleistete Arbeit (falls $r_1 - r$ im Vergleich zu r gering ist):

$$A = k\,M\,m\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right).$$

Wir wollen jetzt den Fall betrachten, dass wir den Körper zu einem Punkt K_0 führen in der Entfernung r_n, wo $r_n - r$ nicht im Vergleich zu r gering ist. Wir führen dann den Körper in kleinen Intervallen nach $K_1\,K_2 \ldots K_{n-1}\,K_n$, so dass die Entfernungen $(r_1 - r)$, $(r_2 - r_1)$ $\ldots\ldots (r_n - r_{n-1})$ gering sind im Vergleich zu r, $r_1 \ldots r_{n-1}$, und zuletzt in Kreisbogen um S von K_n nach K_0. Die Arbeit wird dann:

$$\begin{aligned} A &= k\,M\,m\left\{\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right) + \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \ldots + \left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_n}\right)\right\} \\ &= k\,M\,m\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_n}\right). \end{aligned}$$

Es gilt also auch in diesem Fall dasselbe Gesetz wie für geringe Verschiebungen.

Wir können r_n beliebig gross werden lassen; lassen wir r_n unendlich gross werden, so wird die geleistete Arbeit:

$$A_\infty = k\,M\,m \cdot \frac{1}{r} = m\left(\frac{k\,M}{r}\right).$$

Der Ausdruck $-k\,Mm\,\frac{1}{r}$ wird die potentielle Energie des Körpers im Punkte K in der Entfernung r von dem anziehenden Körper, und der Ausdruck $-k\,M\,\frac{1}{r}$ das (Schweren-)Potential in dem Punkte K genannt. Alle beiden Ausdrücke wachsen mit zunehmendem r. Die Arbeit, welche ausgeführt wird bei der Verschiebung eines Körpers von der Entfernung r zu der Entfernung r_1 von einem festen nach dem Newtonschen Gesetz anziehenden Körper, ist demnach gleich dem Unterschied der potentiellen Energie des Körpers im zweiten und im ersten Punkt. Oder diese Arbeit ist gleich dem Produkt seiner Masse und der Differenz des Schwerenpotentials im zweiten und ersten Punkt.

Die aktuelle Energie eines bewegten Körpers. Angenommen, wir halten jetzt einen Körper in K_1 fest, welcher von dem festen Körper in S (Fig. 27) angezogen wird. Lassen wir den Körper los, so bewegt er sich gegen S hin, nachdem die Anziehungskraft dahin wirkt, und zwar mit einer immer stärker beschleunigten Geschwindigkeit, nachdem die anziehende Kraft immer mehr wächst, je näher der Körper nach S kommt. Dagegen nimmt die potentielle Energie immer mehr ab. Durch seine Geschwindigkeit (v) besitzt der bewegliche Körper eine bestimmte Energie, die sogenannte aktuelle Energie oder lebendige Kraft (E), welche durch den Ausdruck gemessen wird:

$$E = \frac{1}{2}\,mv^2$$

Nennen wir nun die potentielle Energie in den Punkten K_1 und K P_1 und P, die aktuelle E_1 und E, so verlangt das Energieprinzip, dass die totale Energie sich nicht ändert, also dass:

$$P_1 + E_1 = P + E.$$

In unserem speziellen Fall ist $E_1 = 0$, nachdem es vorausgesetzt wurde, dass die Geschwindigkeit des beweglichen Körpers in K_1 Null war.

Es folgt hieraus durch Einführung der vorhin gegebenen Werte für die potentielle Energie:

$$E - E_1 = \frac{1}{2} mv^2 = P_1 - P = -m \cdot k M \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right)$$

oder

$$v = \sqrt{2(\pi_1 - \pi)}$$

wenn π_1 und π das Schwerenpotential in den Punkten K_1 und K bedeuten.

Verlegen wir nun K_1 in unendliche Entfernung, so wird:

$$v = \sqrt{-2\pi}.$$

Wenn ein von unendlicher Entfernung kommender Körper in das Sonnensystem hineingezogen wird, und er keine Anfangsgeschwindigkeit besitzt, so wird seine Geschwindigkeit in einem gewissen Punkt gleich der Wurzel aus dem doppelten Potential in diesem Punkte mit umgekehrtem Zeichen. Das Zeichen muss gewechselt werden, weil nach der oben gegebenen Darstellung das Schwerenpotential immer negativ ist.

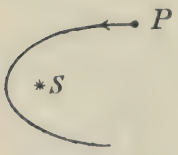


Fig. 28.

Die Neigung und Excentricität der Bahnen. Wenn nun ein Himmelskörper in P (Fig. 28) liegt, und der anziehende Centralkörper (die Sonne) in S und jener eine anfängliche Geschwindigkeit in der Pfeilrichtung hat, so wird die ganze Bahn in einer Ebene verlaufen, die das Bahnenelement bei P (die Pfeilrichtung) und den Centralkörper S enthält. Denn, da die Anziehung zwischen P und S immer längs der Verbindungslinie geht und der Leitstrahl PS anfangs in der Ebene des Papieres (derjenigen, welche die Pfeilrichtung und S enthält) liegt, so wird die Beschleunigung in dieser Ebene liegen, d. h. die aus der alten Bewegung und der Beschleunigung zusammengesetzte neue Bewegung wird auch längs einer Linie in der Ebene des Papieres liegen. Die Bahn eines Planeten um die Sonne liegt folglich in einer für immer bestimmten Ebene. Diese Ebene hat eine bestimmte Neigung gegen die Ekliptik, welche unten tabelliert ist. Die Tabelle enthält ausserdem die Excentricität der betreffenden Bahnen und die siderische Umdrehungszeit der Planeten um ihre Achse.

	Neigung der Bahnebene	Excentricität	Umdrehungszeit
Sonne	—	—	$24^d,84$
Merkur	$7^0,0'$	0,2056	$87^d,97$
Venus	3,24	0,0068	$224^d,70$ ($23^h,95$?)
Erde	0,0	0,0168	$23^h,94$
Mars	1,51	0,0933	$24^h,62$
die kleinen Planeten	0,41 bis 34,43	0,000 bis 0,383	unbekannt
Jupiter	1,19	0,0482	$9^h,92$
Saturnus	2,30	0,0561	$10^h,27$
Uranus	0,46	0,0464	unbekannt
Neptun	1,47	0,0090	unbekannt.

Wie man aus dieser Tabelle ersieht, ist die Neigung der Planetenbahnen gegen die Ekliptik, wenn man von einigen kleinen Planeten absieht, sehr gering. Am grössten ist sie beim Merkur ($7^0,0$), danach kommt die Venus ($3^0,24'$). Ebenso sind die Excentricitäten, wenn man von einigen kleinen Planeten absieht, sehr gering. Der grösste Wert kommt auch in diesem Falle dem Merkur zu (0,2056), danach kommt der Mars (0,0933). In dieser Beziehung verhalten sich die Planeten des Sonnensystems ganz anders wie die Komponenten der Doppelsterne, welche stark excentrische Bahnen besitzen (vgl. oben S. 51).

Die Bahngeschwindigkeiten. Für einen Planeten (Masse m) der sich in einer kreisförmigen Bahn (Radius r) um die Sonne (Masse M) bewegt, ist die Anziehungskraft (F) durch die Ausdrücke gegeben:

$$F = k\frac{mM}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$$

und die Beschleunigung $\gamma = F/m$ durch die Ausdrücke

$$\gamma = \frac{kM}{r^2} = \frac{v^2}{r}$$

woraus folgt:

$$v = \sqrt{\frac{kM}{r}} = \sqrt{-\pi}.$$

Damit ein Himmelskörper sich also in einer kreisförmigen Bahn um die Sonne herumbewegt, muss seine Geschwindigkeit gleich der Quadratwurzel

aus dem negativen Schwerenpotential längs seiner Bahn sein. Für die Erde, deren Bahnradius gewöhnlicherweise gleich der Einheit genommen wird, haben wir die Bahngeschwindigkeit gleich 29,5 km pro Sekunde gefunden. Für einen anderen Planeten, dessen Abstand von der Sonne n ist (n mal grösser als derjenige der Erde) wird die Geschwindigkeit in der Bahn

$$v = \frac{29 \cdot 5}{\sqrt{n}} \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$$

Aus den oben (S. 80) gegebenen n-Werten ist folglich die Bahngeschwindigkeit leicht zu berechnen.

Wir haben oben gesehen, dass ein Körper, welcher von unendlicher Entfernung ohne Anfangsgeschwindigkeit in das Sonnensystem hineinkommt, in einem bestimmten Punkte seiner Bahn eine Geschwindigkeit besitzt, welche gleich der Quadratwurzel aus dem doppelten Potential in diesem Punkte ist. Es lässt sich beweisen, dass ein solcher Körper eine parabolische Bahn besitzt. Nach seinem Lauf um die Sonne entfernt sich der Himmelskörper immer mehr von der Sonne und geht auf der Parabellinie unendlich weit hinaus. Wenn also die Geschwindigkeit eines Körpers die genannte Grösse hat, so verlässt er das Sonnensystem. Wenn er aber eine geringere Geschwindigkeit besitzt, so kann er das Sonnensystem nicht verlassen, denn wenn auch seine ganze aktuelle Energie sich in potentielle Energie umsetzte, so würde die potentielle Energie doch nicht den Wert Null erreichen, sondern immer darunter bleiben. Das heisst, der Körper kann nie höhere Potentialwerte als einen bestimmten annehmen und nie weiter von der Sonne sich entfernen, als wo dieses maximale Potential herrscht. Diese Körper bewegen sich folglich auf geschlossenen Kurven, d. h. hier Ellipsen um die Sonne (B). (Vgl. Fig. 29).

Wenn dagegen ein Körper grössere Geschwindigkeit in seiner Bahn hat als derjenige Vergleichskörper, welcher eine parabolische Bahn beschreibt, so wird die Sonne seine Bahn nicht so stark krümmen, wie diejenige des Vergleichskörpers, weil sie nicht so lange Zeit auf jenen wie auf diesen in der Nähe der Sonnennähe (bei A) einwirkt. Die krumme Linie, welche der fragliche Körper beschreibt, wird deshalb ausserhalb des Parabels fallen und eine hyperbolische Form haben. Es ist leicht zu verstehen, dass der Vergleichskörper eine parabolische Bahn beschreibt, denn da alle Körper, welche geringere Geschwindigkeit in der Sonnennähe besitzen, Ellipsen beschreiben mit immer grösserer Excentricität, je näher die Geschwindigkeit sich demjenigen des Vergleichskörpers

nähert, so muss auch dieser eine Ellipse von grösstmöglicher Excentricität (1), d. h. eine Parabel beschreiben.

Wenn also ein Himmelskörper (Komet) in einem Punkte seiner Bahn geringere Geschwindigkeit besitzt, als $v = \sqrt{2\pi}$, so beschreibt er eine elliptische Bahn und bleibt im Sonnensysteme, wenn nicht, gehört er diesem Systeme nicht an.

Die Ursache der Gravitation. Newton sagt ausdrücklich in seiner Untersuchung über die Schwere, er sei nicht der Ansicht, dass die schweren Körper aufeinander wirken. Vielmehr müsste man annehmen, dass die Wirkung durch Vermittelung eines zwischenliegen-

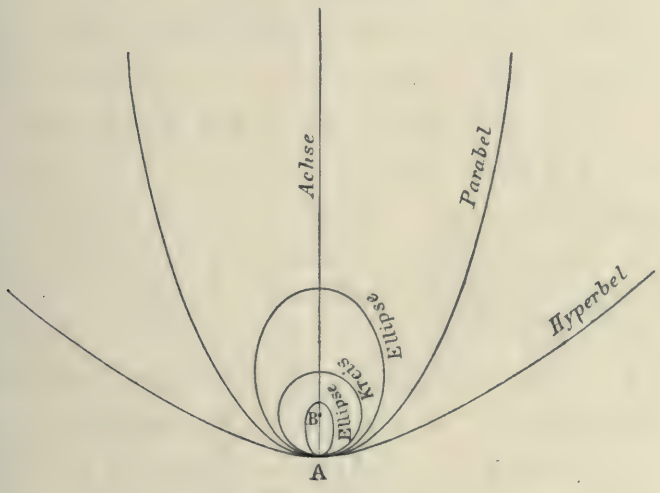


Fig. 29.

den Mediums geschehe. Alle Versuche, welche gemacht worden sind, die Schwerkraft als Folge einer Bewegung in dem zwischen den Körpern liegenden Medium abzuleiten, leiden an der Schwierigkeit, dass die Schwere ungeschwächt durch die Körper hindurchgeht, sie mögen noch so dick und dicht sein. So z. B. wirkt die Anziehung von der Sonne auf einen im Mittelpunkt der Erde liegenden Partikel durch alle die zwischenliegenden Lagen hindurch. Da nun die Wirkung irgendwie in einer Bewegungsveränderung an dem bewirkten Körper bestehen muss, so wird es nötig, anzunehmen, dass eine Partikel, welcher hinter einer anderen bewirkten Partikel liegt, dadurch, wenigstens teilweise, der Wirkung entzogen wird. Es würde demnach auf der Verbindungslinie zwischem einer Partikel in der Mitte der Erde und einem beliebigen Punkte auf der Sonne keine einzige schwere Partikel von den unendlich vielen in den oberen Erdschichten liegen. Man müsste folglich voraussetzen, dass die Partikelchen, auf welche die Schwerkraft wirkt,

eine unendlich geringe Ausdehnung hätten und als mathematische Punkte zu betrachten wären. Diese Anschauung ist physikalisch unfassbar. Ebenso ist es unmöglich, sich vorzustellen, wie eine Bewegung durch mathematische Punkte gestört werden kann. Es ist wohl eine sonderbare Erscheinung, dass diejenige Naturkraft, welche wir am genauesten durch Rechnung verfolgen können, das grösste Rätsel in physikalischer Hinsicht darbietet.

Wenn die Schwere durch die Bewegungen in einem zwischenliegenden Medium zu Stande kommt, so erscheint es natürlich, dass sie nicht augenblicklich wirken kann, sondern eine bestimmte Zeit verlangt, um von dem wirkenden zu dem bewirkten Körper zu gelangen. Es würde offenbar in diesem Falle die Wirkung auf einen in Bewegung begriffenen Körper nicht diejenige sein, welche aus seiner Lage berechnet werden könnte. In eben derselben Weise sehen wir einen Stern, welcher ein Lichtjahr entfernt ist, nicht da, wo er jetzt sich befindet, sondern wo er sich vor einem Jahr befand. Wenn also z. B. die „Fortpflanzung" der Schwerenwirkung von der Sonne zur Erde in t Sekunden erfolgte, so wäre die Schwerenwirkung in einem bestimmten Zeitabschnitt nicht nach der wirklichen Lage der Erde, sondern aus ihrer Lage vor t Sekunden zu berechnen. Trotzdem die astronomischen Messungen mit einer ganz besonderen Genauigkeit geschehen und eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwere, die 10^6 mal die Lichtgeschwindigkeit überstiege, wohl zu entdecken wäre (Lehmann-Filhès), hat man keine Spur einer solchen Wirkung gefunden. Es scheint demnach, als ob die Schwerenwirkung sich mit unendlicher Geschwindigkeit durch den Raum fortpflanzt, was ebenfalls schwer zu verstehen ist.

Titius-Bodes Gesetz und die kleinen Planeten. Bei der Beobachtung der Angaben über die Abstände der Planeten von der Sonne fand Titius eine bestimmte Regelmässigkeit, indem die Entfernungen der Planetenbahnen von der Merkurbahn einigermaassen nach Potenzen von zwei zunehmen, so dass diese Abstände bei jedem folgenden Planeten auf das Doppelte steigen, wie die folgende Tabelle zeigt.

	Entfernung		
	von der Sonne	vom Merkur	abgerundet
Merkur	0,37	0	0
Venus	0,72	0,35	0,30
Erde	1,00	0,63	0,59
Mars	1,52	1,15	1,17

	Entfernung von der Sonne	vom Merkur	abgerundet
X			2,35
Jupiter	5,20	4,83	4,7
Saturnus	9,56	9,19	9,4
Uranus	19,22	18,85	18,8
Neptun	30,12	29,75	(37,6)

Um jedoch diese Regelmässigkeit aufrecht zu erhalten, muss man annehmen, dass zwischen Mars und Jupiter ein damals unentdeckter Planet (X) sich in einer Sonnenentfernung von 2,72 Erdbahnradien befindet. Aus diesem Grunde suchte man nach einem Planeten auf dieser Stelle, und Piazzi fand am 1. Januar 1801 einen solchen, der wie ein Stern 8. Grösse erscheint und von ihm den Namen Ceres erhielt. Nachher hat man etwa 450 solche kleine Planeten entdeckt. Mit Hilfe der Photographie werden jetzt mehrere in jedem Jahre aufgefunden. Richtet man nämlich mit Hilfe eines Uhrwerkes die Camera so ein, dass sie bei der Aufnahme der scheinbaren Bewegung des Himmelsgewölbes folgt, so geben die Sterne Bilder, welche wie Punkte aussehen, während der Planet zufolge seiner Bewegung auf dem Himmelsgewölbe ein linienförmiges Bild ergiebt, wie die umstehende Abbildung zeigt (Fig. 30).

Ein grosses Aufsehen erregte die Entdeckung des kleinen Planeten Eros durch Witt am 13. August 1898. Dieser Planetoïd hat nur eine mittlere Entfernung von 1,46 Erdbahnradien von der Sonne, liegt folglich zwischen der Erde und Mars. Zufolge der grossen Excentricität (0,23) seiner Bahn übersteigt der Sonnenabstand im Aphelium (der grössten Entfernung von der Sonne) denjenigen des Mars, während der Planetoïd im Perihelium (Sonnennähe) nur in der Entfernung von 1,13 Erdbahnradien von der Sonne steht. Demzufolge kann dieser Planet ausserordentlich nahe zur Erde kommen, und man hofft aus Messungen an diesem Planeten die Sonnenparallaxe mit einer bisher unerreichten Genauigkeit messen zu können (vgl. oben S. 68). An der anderen Seite giebt es Planetoïden, welche im Aphelium nur um einen halben Erdbahnradius von der Jupiterbahn entfernt sind. Diese Himmelskörper sind folglich nicht auf einen so geringen Raum beschränkt, wie man nach der Titius-Bodeschen Regel vermutete. Dass diese Regel übrigens nur sehr grob sich der Erfahrung anpasst, ersieht man aus der Entfernung des Planeten Neptun.

Mit Hilfe des Refraktors der Lick-Sternwarte ist es gelungen, den Durchmesser einiger Planetoïden zu messen. Man hat für drei der grössten, Ceres, Vesta und Pallas, die Werte 960, 380 und 440 km gefunden. Aus der Lichtstärke derselben schätzt man die Grösse derjenigen, welche nicht direkt messbar sind, und ist zu dem Resultat gekommen, dass die kleinsten entdeckten einen Durchmesser von nur etwa 10 km besitzen.

Wegen der grossen Mannigfaltigkeit in Abständen zu den nächsten

Fig. 30. Planetoid Svea, photographisch entdeckt von Max Wolf in Heidelberg am 21. März 1892.

Planeten und Umlaufszeiten bieten die Planetoïde ein grosses Interesse beim Studium der Bewegungserscheinungen unter dem Einfluss von starken Störungen.

Man hat berechnet, dass alle bekannten Planetoïden, in eine einzige Kugel gesammelt, einen Himmelskörper ergeben würden, der einen Halbmesser von einem Zwanzigstel der Länge des Erdradius aufweisen würde. Die gesamte Masse des noch fehlenden Planeten zwischen Mars und Jupiter würde demnach nicht ein Procent des Volumens des Erdmondes aufnehmen. Dabei muss man aber bedenken, dass wir noch nicht alle Planetoïden kennen.

III. Die Sonne.

Licht- und Wärmestrahlung der Sonne. Der für uns weitaus wichtigste von allen Himmelskörpern (die Erde ausgenommen) ist der Regent des Sonnensystems, die Sonne selbst. Von ihr stammt alle Kraft und Bewegung, alles Leben und Treiben auf der Erde. Und doch bietet unsere Bekanntschaft von dem Gestirn des Tages, trotz all den emsigen Untersuchungen, besonders der letzten Zeit, ausserordentlich viele Rätsel.

Die Sonne ist ein glühender Körper von so kolossalen Dimensionen, dass sie etwa 750 mal so grosse Masse besitzt, wie alle die Planeten und Monde zusammen. Ihr Durchmesser beträgt 1,8 mal der Grösse des Mondbahndurchmessers und ihr Volumen ist eine und eine viertel Million grösser als diejenige der Erde. Und doch ist die Sonne, wie wir gesehen haben, sehr klein (lichtschwach) gegen die kolossalen Sonnen, welche, wie Sirius, Wega und noch mehr Canopus und Arctur, als Sterne erster Grösse erscheinen.

Von der Erde aus gesehen, erscheint die Sonne als eine hellleuchtende Scheibe von 31′ 59″ Durchmesser, deren Helligkeit am grössten in der Mitte ist und gleichförmig nach allen Seiten abnimmt, wovon man sich überzeugen kann, wenn man die Sonne durch ein stark geschwärztes Glas betrachtet. Sowohl das Licht als auch die Wärmestrahlung und die chemische Wirksamkeit der Strahlen nimmt stetig von der Sonnenmitte zum Rande ab, wie folgende Tabelle zeigt, wo die Entfernung 0,0 den Mittelpunkt, die Entfernung 1,00 den Sonnenrand angiebt.

Entfernung vom Sonnencentrum	Wärme-	Licht- Strahlung	Chemische
0,0	100	100	100
0,2	99,5	98	98

Entfernung vom Sonnencentrum	Wärme-	Licht-Strahlung	Chemische
0,4	97,2	94	94
0,6	92,2	87	83
0,8	82,5	75	58
0,9	72,0	64	37
0,95	61,8	55	25
1,00	42,9	37	13

Die Wärmemessung rührt von Wilson, die Messung der Lichtstärke von Pickering und diejenige der photochemischen Strahlung von H. C. Vogel her. Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, nimmt die chemische Strahlung am geschwindesten von dem Centrum nach dem Rande ab, die Lichtstrahlung nimmt eine mittlere Stellung ein, und die Wärmestrahlung nimmt relativ langsam nach dem Rande hinaus ab.

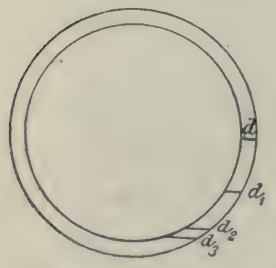


Fig. 31.

Es ist leicht zu verstehen, wovon dies abhängt. Die Strahlung geht von verschiedenen mehr oder weniger tief liegenden Schichten der Sonne aus. Die Dicke der strahlenden Schicht (d, d_1, d_2, d_3 in Fig. 31) zwischen zwei koncentrischen Schalen der Sonne nimmt stark mit der Entfernung vom Sonnenmittelpunkt zu. Nun absorbieren die höher liegenden Schichten das von den tieferen kommende Licht, folglich werden die tieferen Schichten ihre Strahlung um so mehr geltend machen, je dünner die zwischen ihnen und dem Beobachtungsinstrument liegenden Schichten sind, d. h. je näher man zum Mittelpunkt der Sonnenscheibe beobachtet. Je tiefer eine Schicht liegt, um so heisser muss sie aber sein. Folglich kommt die Strahlung von um so heisseren Schichten, je näher man zum Mittelpunkt misst. Nun ist es wohlbekannt, dass die Strahlung eines Körpers in der Weise mit seiner Temperatur zunimmt, dass die Strahlung der Wärme am wenigsten, die Lichtstrahlung viel mehr und am meisten die aus den brechbarsten Lichtsorten bestehende photochemische Strahlung wächst. Dadurch wird die oben gegebene Verteilung der relativen Stärke der Strahlungen leicht verständlich. Da weiter die Dicke der zwischen zwei koncentrischen Schalen liegenden Schicht bei Entfernung von der Sonnenmitte erst langsam und nahe am Rande sehr schnell wächst, so nehmen die Strahlungen in der Nähe der Mitte erst

sehr langsam, gegen den Rand aber sehr schnell ab, wenn man von der Mitte zum Rand sich entfernt.

Man schätzt, dass die Sonnenatmosphäre etwa die Hälfte der vom eigentlichen Sonnenkörper ausgehenden Strahlung verschluckt.

Die Licht- und Wärmemengen, welche die Sonne nach allen Seiten ausstrahlt, sind ganz enorm. Man hat die Lichtstrahlung der Sonne bei heiterem Himmel und hohem Sonnenstand zu 288000 Meterkerzen bestimmt, d. h. das Sonnenlicht ist ebenso kräftig wie die Beleuchtung mittelst 288000 Normalkerzen in einer Entfernung von 1 m. Nach Bond ist das Sonnenlicht 470000 mal kräftiger als dasjenige des Vollmondes, nach Zöllner 55000 Millionen mal stärker als das Licht von Capella.

Im folgenden werden wir sehen, wie man die Wärmemenge misst, die auf eine Fläche von einem Quadratcentimeter, die senkrecht zu den Strahlen steht, von der Sonne in einer Minute fällt. Man berechnet daraus, dass an der Grenze der Erdatmosphäre diese Wärmemenge, die sogenannte Sonnenkonstante, etwa 2,5 Grammkalorien beträgt. Auf den ganzen Erdquerschnitt, die eine Ausdehnung von 10000 $(20000000)^2 : \pi = 1{,}277.10^{18}$ cm^2 besitzt, erreicht folglich die Sonnenstrahlung $3{,}2.10^{18}$ Grammkalorien pro Minute, d. h. $1{,}68.10^{24}$ Grammkalorien pro Jahr. Da nun die Erde eine Kreisscheibe von 17,″6 Durchmesser von der Sonne gesehen ausmacht, so ist es leicht zu berechnen, dass nur der Teil 1:2260000000 von der ganzen Sonnenwärme der Erde zugute kommt. Darnach erreicht die totale von der Sonne in den Weltraum hinausgeschleuderte Wärme den ganz unfassbaren Betrag von $3{,}8.10^{33}$ Grammkalorien pro Jahr.

Da nun das specifische Gewicht der Erde gleich 5,5 angenommen wird, beträgt die Masse der Erde $\frac{4}{3}\pi r^3.5.5 = 6.10^{27}$ Gramm. Die Sonne ist 324000 mal schwerer als die Erde, besitzt folglich eine Masse von $1{,}9.10^{33}$ Gramm. Jedes Gramm der Sonnenmasse verliert demnach jährlich nicht weniger als 2 Grammkalorien. Es scheint deshalb sehr eigentümlich, dass die Sonne nicht längst in der unmessbaren Zeit ihren Wärmevorrat eingebüsst hat. Wir werden weiter unten sehen, wie man sich vorstellt, dass die Sonne ihre kolossalen Wärmeverluste deckt.

E. F. Nichols hat in jüngster Zeit die Wärmestrahlung einiger der hellsten Fixsterne, nämlich Arctur und Wega, mit Hilfe des Radiomikrometers gemessen. Diese beiden Sterne strahlen ebenso grosse Wärmemengen aus wie eine Normalkerze in Entfernungen von 8,5 bezw. 18 km. Aus diesen Ziffern kann man berechnen, dass die Sonne die

genannten Sterne in Bezug auf Wärmestrahlung etwa in demselben Maasse übertrifft, wie in Bezug auf Lichtstrahlung.

Das Aussehen der Sonnenoberfläche. Granulation. Wenn man die Sonnenoberfläche mit Hilfe von sehr starken Instrumenten beobachtet oder ein grosses Sonnenbild photographiert, findet man, dass die Helligkeit nicht gleichmässig ist, sondern es kommen körnerartige helle Bildungen auf dunklem Grunde vor. Man hat diese Erscheinung mit dem Aussehen von Reiskörnern oder Weidenblättern verglichen. Langley charakterisiert ihr Aussehen als Schneeflöckchen auf einem grauweissen Tuche. Zwischen diesen helleren Bildungen finden sich hier und da dunklere Fleckchen, welche als „Poren“ bezeichnet werden. Die helleren Körnchen, welche einen Durchmesser von 2″ bis 4″ besitzen, zerfallen bei sehr bedeutender Vergrösserung in Lichtpünktchen von etwa 0″,3 Durchmesser. Diese Bildungen scheinen an einigen Stellen scharf ausgeprägt, an anderen etwas verwaschen. Häufig wechseln diese Gegenden schnell Form und Ausdehnung, wodurch starke Strömungen auf der Sonnenoberfläche angedeutet werden. Scheiner ist der Ansicht, dass diese sogenannte Granulation der Sonnenfläche von wolkenartigen Bildungen herrührt, welche am ehesten mit den Cirrhus-Wolken in unserer Atmosphäre zu vergleichen sind, und die nach der Theorie von Helmholtz (vgl. weiter unten) durch Wellenbildung an der Grenze von zwei Schichten der Atmosphäre sich bilden sollten, welche sich aneinander vorbeischieben. In der Nähe der Flecke ziehen sich häufig die Körner in die Länge und werden Strohhalmen ähnlich, was vielleicht auf heftige Bewegungen deutet. Da eine Sekunde einer Länge von 720 km auf der Sonnenoberfläche entspricht, haben die kleinsten Körner einen Durchmesser von etwa 200 km, was jedenfalls die Grösse der Cirrhuswolken ausserordentlich übertrifft.

Fackeln. Von bedeutend grösserer Ausdehnung als die Körner sind die Fackeln, unregelmässige häufig langgezogene Streifen von grösserer Helligkeit als die übrige Sonnenoberfläche, welche viel deutlicher in der Nähe des Sonnenrandes als in der Mitte der Sonnenscheibe sichtbar sind. Sie sind sehr beweglich und treten besonders in der Nähe der Flecke auf und haben einen Zusammenhang mit den Protuberanzen.

Durch Anwendung einer sehr starken Dispersion des Lichtes kann man, wie es zuerst mit den Protuberanzen geschah, alles andere Licht abblenden als dasjenige, welches von einer bestimmten Wellenlänge ist, welche sich durch ihr starkes Hervortreten auszeichnet. So z. B. geben

die Protuberanzen einige Wasserstofflinien, *C*, *F* und *h*, ebenso wie die Heliumlinie (vgl. Tab. II, 3) sehr kräftig, sonst sehr wenig Licht. Jede Protuberanz giebt, durch ein Prisma betrachtet, ein Bild für jede Wasserstofflinie. Durch Abblenden des anderen Lichtes, als z. B. der Linie *C*, kann man folglich eine Abbildung von den Sonnenprotuberanzen erhalten. Dasselbe Prinzip haben Deslandres und Hale auf Gebilden auf der Sonnenscheibe verwendet. Durch Einstellung auf die Calciumlinien *H* oder *K* erhielt Hale Sonnenphotographien von Gebilden, die Calciumlicht ausstrahlen, und welche sehr grosse Ähnlichkeit mit den Fackeln besitzen. Deslandres bestreitet aber ihre Identität mit den Fackeln. Bei ähnlichen Aufnahmen kann man nur sehr kleine Partieen der Sonnenoberfläche gleichzeitig photographieren, weshalb man zur Darstellung eines solchen Sonnenbildes etwa hundert Einzelaufnahmen bedarf. Da die Helligkeit der Fackeln am Sonnenrande gegen diejenige der Oberfläche viel stärker als an der Mitte hervortritt, so beweist dies, dass die Strahlung der Fackeln relativ wenig von den obenliegenden Schichten beeinflusst wird. Mit anderen Worten, sie liegen höher als die Granulation der Sonnenoberfläche, welche sonst die Hauptstrahlung aussendet. Jewell und Mohler fanden auch die Wellenlänge der Heliumlinien in den Fackeln kürzer als nebenan an der Sonnenoberfläche, was entweder eine aufsteigende Bewegung oder wahrscheinlicher einen niedrigeren Druck in den Fackeln andeutet. Am Sonnenrand gelangt, zeigen sich auch die Fackeln bisweilen als deutliche Erhebungen.

Die Fackeln und besonders die Granulation geben den überwiegenden Hauptteil des Sonnenlichtes und werden deshalb Photosphäre genannt.

Flecke. Das auffallendste Gebilde auf der Sonnenfläche besteht aus den Flecken (vgl. Fig. 32), welche bisweilen so gross sind, dass sie mit dem blossen Auge beobachtet werden können. So z. B. nahm ein Sonnenfleck am 13. Februar 1892 nicht weniger als 3,5 Tausendstel der ganzen Sonnenoberfläche auf. Noch viel grösser war ein Fleck im Jahre 1858, welcher 28 Tausendstel der Sonnenfläche aufnahm. Da die Sonnenscheibe etwa 12000 mal grösser als der grösste Durchschnitt der Erde ist, ersieht man, dass die Flecke bisweilen bis hundertemal grösser als der Durchschnitt der Erde sind.

Die Sonnenflecke bestehen aus einem mittleren dunklen Kern, Umbra oder Schatten genannt, umgeben von einer mehr oder weniger breiten sogenannten Penumbra oder Halbschatten, die eine strahlige Structur aufweist. Die relative Helligkeit dieser Teile ist etwa 0,05 und 0,25, wenn diejenige der Photosphäre gleich 1 gesetzt wird. Dieses Verhältnis

ist nicht gleich auf der ganzen Oberfläche, indem zum Rand hinaus die Helligkeit der Flecke relativ zu den umliegenden Teilen zunimmt, was darauf hindeutet, dass die strahlenden Teile der Flecke hauptsächlich über der Photosphäre liegen. Die Fäden, aus welchen die Penumbra besteht, erscheinen häufig heller an ihren inneren Enden und lösen sich da bisweilen zu Lichtkörnern auf. Ein Fleck entsteht gewöhnlicherweise durch Erweiterung von einer Pore oder Zusammenschmelzen von mehreren an Stellen, wo eine lebhafte Fackelbildung eine gewisse Unruhe der Sonnenmaterie andeutet. Sie kommen

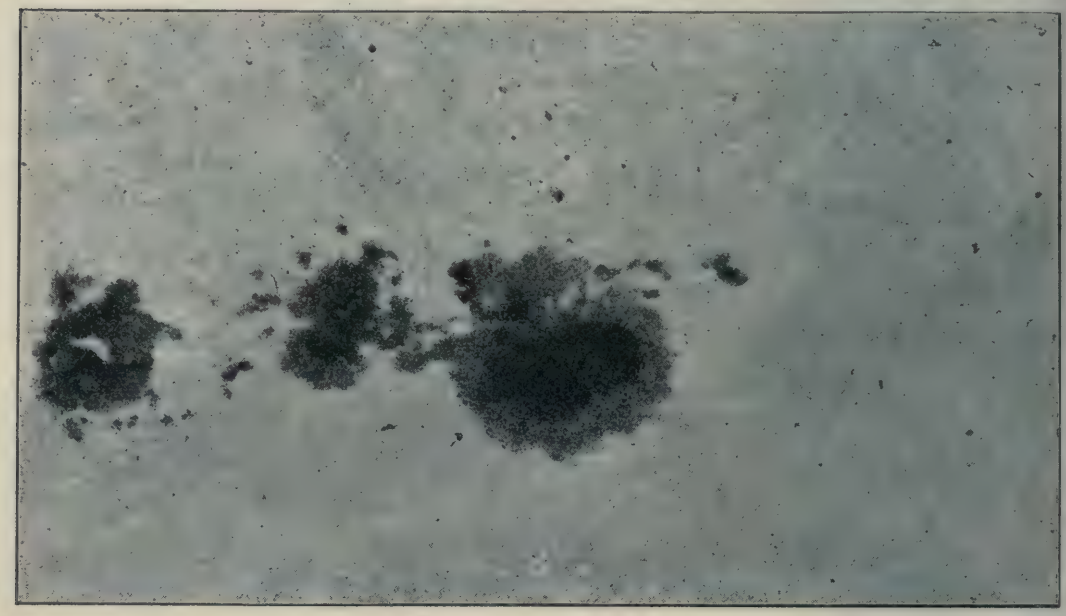


Fig. 32. Gruppe von Flecken.

meist in Gruppen vor. Ein grosser Fleck wird häufig von mehreren kleinen umgeben, welche wenig oder nur einseitig ausgebildete oder gar keine Halbschatten besitzen. Bisweilen bilden die Fäden der Penumbra helle Brücken quer über den Fleck, die dann entweder wieder verschwinden oder bestehen bleiben, in welchem Fall der Fleck in zwei geteilt wird. Diese Teile scheinen oft voneinander abgestossen zu werden, wie überhaupt häufig eine Art Abstossung zwischen naheliegenden Flecken zu wirken scheint.

Die Flecke sind meist von Fackeln umgeben und bisweilen sieht man in ihrer Umgebung fackelartige Erscheinungen von ungewöhnlich starkem Glanz plötzlich hervorbrechen, sich mit grosser Geschwindigkeit bewegen, um nachher zu verschwinden. So z. B. sahen Carrington und Hodgson am 1. September 1859 zwei sichelartige Fackeln von

etwa 13000 km Länge und 300 km Breite am Rande eines Fleckes hervorbrechen. Sie standen etwa 20000 km voneinander und bewegten sich über den Fleck hinweg in parallelen Bahnen. In 5 Minuten, während welcher Zeit sie 50000 km durchlaufen hatten, verschwanden sie. Ihre Helligkeit wurde sechsmal so hoch geschätzt, wie diejenige der Photosphäre.

Bisweilen, aber selten, sind die Fasern des Halbschattens nicht radiell zum Fleckenmittelpunkte angeordnet, sondern liegen schräg, was auf eine drehende Bewegung des Fleckes hinzudeuten scheint. Dieser Umstand wurde von Faye zur Erklärung der Erscheinungen auf der Sonnenoberfläche benutzt, indem er glaubte, die Flecke wären cyklonenartige Erscheinungen.

Die Flecke wandern allmählich von dem Ost- nach dem Westrande der Sonne, woraus man zuerst auf eine Rotationszeit der Sonne geschlossen hat. Nachdem der Fleck am Sonnenrande untergetaucht ist, erscheint er wieder auf der anderen Seite nach einer halben Umdrehung der Sonne (die synodische Umdrehungszeit beträgt etwa 27 Tage). So kann er wieder eine Umdrehung mitmachen u. s. w. Für gewöhnlich ändert er stark die Form während seiner Existenzzeit, die im Mittel 2 bis 3 Monate beträgt. Einige Flecke dauern nur einige Stunden, andere einige Tage, und man hat solche beobachtet von $1^1/_2$ Jahren Dauer (1840—1841).

Die Wilsonsche Fleckentheorie. Die Flecke ändern ihr Aussehen bei ihrem scheinbaren Gang über die Sonnenscheibe nicht nur durch Verschiebungen ihrer verschiedenen Teile, sondern auch zufolge perspektivischer Gründe. Wenn nämlich ein Fleck an der Sonnenmitte kreisförmig erscheint, so besitzt er am Sonnenrand ein elliptisches in der Äquatorialrichtung stark verkürztes Aussehen. Dabei sah Wilson, dass in der Mehrzahl der Fälle der Halbschatten auf der dem Beobachter näheren Seite des Fleckes in der Nähe des Sonnenrandes entweder verschwand oder wenigstens viel schmäler aussah als der Halbschatten auf der entfernteren Seite. Ganz am Sonnenrande erschienen ihm die grösseren Flecke als dunkle Ausschnitte im hellen Sonnenrande. Dieser Umstand wurde so gedeutet, dass ein Fleck als eine Vertiefung anzusehen ist, an dessen Boden die Umbra liegt, und dessen Seiten konisch abfallen und den Halbschatten ausmachen. In einigen Fällen verhielt sich der Fleck in umgekehrter Weise, was also darauf hindeuten sollte, dass der betreffende Fleck vielleicht als eine Erhebung zu betrachten wäre. Es ist nun kein Zweifel, dass in vielen Fällen der Halbschatten auf

beiden Seiten eines Fleckes, der nahe der Sonnenmitte steht, sehr verschieden breit ist. Um also die Frage zu entscheiden, ob die Flecke als Vertiefungen anzusehen sind, müsste man eine Art Statistik über das Aussehen dieser Objekte in der Nähe des Sonnenrandes machen. Eine solche Statistik wurde von De la Rue, Stewart und Loewy für 600 Flecke beschafft. 75 Proz. der Fälle waren für die Wilsonsche Ansicht günstig, 12 ungünstig, der Rest unentschieden.

Jedoch ist diese Frage in neuester Zeit wieder aufgenommen worden, und zwar ist man in den meisten Fällen zu Schlüssen gekommen, die für die Wilsonsche Theorie ungünstig sind. So fand z. B. Sidgreaves in Stonyhurst, dass unter 171 Sonnenflecken 42 für, 121 gegen die Wilsonsche Theorie sprachen, während 8 unentschieden waren. Auf der anderen Seite fand Riccò in Catania ein für die Wilsonsche Theorie günstiges Resultat, indem von 185 untersuchten Sonnenflecken 131 der Theorie günstig, 18 ungünstig, und die übrigen 36 nicht entscheidend ausfielen. Die jetzt vorherrschende Ansicht dürfte diejenige sein, dass die ruhigen, grossen, nahezu kreisförmigen, Flecke als Vertiefungen anzusehen sind, während die anderen häufig als Erhebungen hervortreten. In der That hat Riccò unter mehr als 3000 Flecken nur die 185 runden ausgesucht. Auch Frost, Howlett, Evershed u. a. schliessen sich nicht der Wilsonschen Ansicht an.

Die ersten Entdecker der Flecke waren Fabricius, Scheiner und Galilei. Scheiner hielt sie zuerst für kleine Planeten, die an der Sonnenscheibe vorbei passierten, aber später schloss er sich der allgemeinen Ansicht an, dass die Flecke wirklich auf der Sonne selbst gelegen seien, und er bestimmte aus ihrer Bewegung die Lage der Rotationsachse und die Umdrehungszeit der Sonne mit sehr grosser Genauigkeit. Später kam die oben angeführte Wilsonsche Theorie, welche von Herschel gestützt wurde und allgemeine Anerkennung fand. Secchi gab ihr die moderne Form, nach welcher ein Fleck als eine Einsenkung in der Photosphäre zu betrachten ist, durch welche die Produkte vorhergegangener Eruptionen wieder in den Sonnenkörper hineinfallen, indem sie grosse Wolken von stark absorbierenden kühleren Dämpfen bilden. Am Platze des Fleckes sollte demnach zuerst eine kurzdauernde Eruption stattfinden. Die dadurch in die Höhe geschleuderten Substanzen sollten eine kurze Zeit in den höheren Schichten schweben und sich abkühlen, um danach auf die Photosphäre hinunterzufallen und den eigentlichen Fleck zu bilden. In der That muss man

zur Erklärung der beobachteten Strömungen eine starke Abkühlung der äusseren Schichten zufolge der Ausstrahlung annehmen.

Das Spektrum der Sonnenflecke zeigt viele Eigentümlichkeiten. Die dunklen Fraunhoferschen Linien, welche dem Sonnenlichte eigentümlich sind, finden sich auch im Fleckenspektrum zum grössten Teil wieder. Einige von ihnen fehlen aber, andere sind neugekommen, wie die charakteristische Linie D_3, welche dem Helium entspricht (s. Fig. 33). (In den Figg. 33 und 34 ist der Spalt des Spektroskopes mit seiner Mitte auf einen Fleck eingerichtet, während sein oberer und unterer Teil auf die Photosphäre eingestellt ist. Man erhält infolgedessen das Spektrum des Fleckes umgeben von einem oberen und einem unteren Spektrum der Photosphäre.) Andere Linien, wie die Natriumlinien D_1 und D_2, sind stark verbreitert und umgekehrt, d. h. in der Mitte der breiten dunklen Linie erscheint eine schmale helle Linie. Einige Linien zwischen den Fraunhoferschen Linien A und B oder C und D sind zu Bändern ausgezogen (vgl. Fig. 34), welches auf Vorkommen von

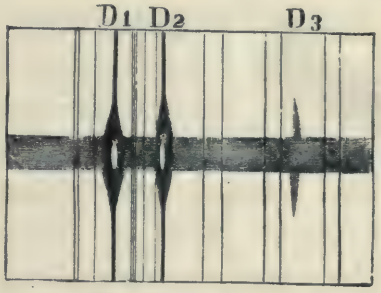


Fig. 33. Umkehrung der D-Linien in Sonnenflecken.

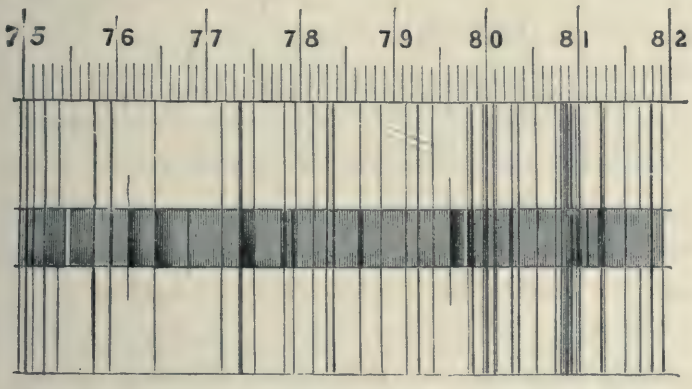


Fig. 34. Teil des Sonnenfleckenspektrums zwischen C und D.

chemischen Verbindungen in den Fleckengasen hindeutet. Die dem Calcium angehörigen Linien H und K, welche schon in den Protuberanzen und der Chromosphäre (vgl. weiter unten) und in den Fackeln für gewöhnlich doppelt umgekehrt vorkommen, d. h. als zwei durch einen dunklen Streifen getrennte helle Linien auf dunklem Grund erscheinen, kommen auch in den Flecken, aber nur als einfach verdoppelt, vor. Das Spektrum ist in der Nähe dieser Linien (äusserstes Violett) sehr

wenig leuchtend. Wenn die Flecke zum Sonnenrand gelangen, erscheint die Penumbra nicht als die Umbra, was wohl der Fall sein würde, wenn der Fleck eine Einsenkung in der Photosphäre wäre, welche zufolge der Absorption der darin gelegenen (relativ) kühlen Gase entstände. Auch der oben erwähnte Umstand, dass die Sonnenflecke beinahe ebenso stark am Sonnenrande strahlen, wie in der Mitte der Sonnenscheibe, sowie die Beobachtungen über das Aussehen des Halbschattens mancher Flecke deutet an, dass sie eher als Erhebungen zu betrachten sind.

Die Umkehrung der Spektrallinien. Um diese Frage, die jetzt das höchste Interesse in Anspruch nimmt, zu diskutieren, untersuchen wir näher, was die Umkehrungen der Linien wohl bedeuten. Eine schmale helle Linie entsteht, wenn ein Gas in dünner Schicht leuchtet. Wird die Schicht dichter oder dicker, so verbreitert sich die Linie und der ganze Hintergrund fängt an mit einem schwachen kontinuierlichen Licht zu leuchten. Die scharfen Linien des gewöhnlichen Sonnenspektrums deuten an, dass die absorbierende Schicht relativ geringe Mengen von jedem absorbierenden Gas über der strahlenden photosphärischen Schicht enthält, die aus wolkenartigen Bildungen von flüssiger oder fester Form (vielleicht Kohle) bestehen. Die Fackeln oder die photosphärischen Wolken, welche viel heller als der gasförmige Hintergrund leuchten, entsprechen etwa einem Platindraht, der in einer Bunsenflamme glüht. Obgleich dieser keineswegs heisser ist als die Flamme (sondern umgekehrt), leuchtet er viel mehr als diese. Aber auf der anderen Seite unterscheidet sich dieser Fall von demjenigen der Sonne, indem die strahlende Gasschicht in diesem als unendlich dick, bei der Flamme aber als sehr dünn anzusehen ist. Wenn man nun mehrere schwach absorbierende und lichtaussendende Schichten hintereinander verlegt, so strahlt das Licht von den hinten gelegenen Flammen durch die vor ihnen stehenden, die nur wenig absorbieren. Nimmt man eine genügende Anzahl von Schichten, so wird die Strahlung aller zusammen sich derjenigen eines absolut schwarzen Körpers nähern. Das heisst, der Platindraht sollte in einer unendlich dicken Bunsenflamme nicht leuchten, sondern eher, da er nicht absolut schwarz ist, dunkel gegen den Hintergrund sich ausnehmen.

Diese Verhältnisse gelten, wenn überall in dem leuchtenden Gas eine einheitliche Temperatur herrscht. In diesem Fall können nie dunkle, sondern nur helle Linien entstehen, die um so breiter werden, je mächtiger die strahlenden Schichten sind. Ganz anders liegen die Umstände, wenn eine kühlere Schicht desselben Gases zwischen der Lichtquelle

und dem beobachtenden Auge liegt. Das kühlere Gas sendet bedeutend weniger Licht aus, als das wärmere, indem die Ausstrahlung eines „schwarzen" Körpers bei einer gegebenen Wellenlänge nach Paschens u. a. Untersuchungen etwa exponentiell mit steigender Temperatur zunimmt. Dagegen ist die Absorptionsfähigkeit, soweit man bisher weiss, relativ sehr wenig mit der Temperatur veränderlich. Eine relativ kühle und genügend dicke Schicht eines Gases kann daher die Strahlung von bestimmter Wellenlänge einer dahinter stehenden wärmeren Gasmasse, oder eines anderen Körpers, so gut wie vollkommen absorbieren, ohne selbst eine merkliche Lichtmenge auszusenden. Den einfachsten Fall bildet ein kaltes Gas (unter 500°), welches nach dem Draperschen Gesetz keine merkliche Licht-, sondern nur Wärmestrahlung aussendet, dagegen stark absorbierend wirken kann (z. B. Jod- oder Natriumdämpfe). In der Sonne liegen nun Gasschichten von sehr verschiedener Temperatur übereinander gelagert. Ob eine bestimmte Lichtart in überwiegender Menge (verglichen mit den benachbarten Teilen des kontinuierlichen Spektrums) von diesem Gaskomplex emittiert oder absorbiert wird, hängt von dem Temperaturgefälle und dem Konzentrationsgefälle, sowie von dem Absorptionskoefficienten des Gases ab. Wenn dieser letzte sehr gering ist, so dass nur sehr tiefe und dichte Schichten zur Strahlung beitragen, wie dies der Fall ist mit dem äussersten Saum bei den verbreiterten Linien, so erhält man einen Lichteindruck und das so entstandene Licht bildet wohl den hellen Boden des relativ schwachen Fleckenspektrums. Bei etwas stärkeren Absorptionskoefficienten dagegen gewinnen die äusseren kühlen Schichten an Bedeutung, und man erhält ein Absorptionsband. Bei noch grösseren Absorptionskoefficienten, wo also die hinteren Schichten immer mehr an Bedeutung einbüssen, kann es, wenn das strahlende Gas nicht zu den relativ kältesten Schichten der Sonnenatmosphäre sich erstreckt, vorkommen, dass der wirklich strahlenden Schicht eine annähernd konstante Temperatur zugeschrieben werden kann, d. h. wir erhalten wiederum einen Lichteindruck. Dieser Fall entspricht den umgekehrten Linien, wo auf dem hellen Hintergrund ein dunkles Band liegt, welches in der Mitte einer hellleuchtenden Linie Platz giebt. Dieses Spiel kann sich wiederholen, sodass die mittlere helle Linie wiederum von einer schwarzen Linie entzwei geschnitten wird. In diesem Falle muss aber der Absorptionskoefficient kolossal gross sein, sodass die verschwindenden Mengen in der äussersten Sonnenatmosphäre doch eine Rolle spielen. Dass dabei nicht immer eine sehr dicke Schicht nötig ist, sondern vielmehr ein grosser

Absorptionskoefficient und ein sehr starker Temperaturfall genügen, ersieht man daraus, dass das Na-Spektrum im Flammenbogen bisweilen „doppelt umgekehrt“ erscheint.

Die Natur der Flecke. Die Spektra der Flecke und der umgebenden Fackeln bieten Beispiele dieser verschiedenen Erscheinungen. Das Helium, welches nur in den äussersten Schichten der Sonne vorzukommen scheint, giebt bei jenen eine dunkle Linie, Wasserstoff, Calcium (*H*- und *K*-Linie) und Natrium, welche hoch in der Sonnenatmosphäre, aber auch in tieferen Schichten, vorkommen, geben sehr häufig umgekehrte Linien, ebenso bisweilen das Magnesium. Die Linien des Eisens und Titans, sowie die schwächeren Linien des Calciums, welche einer geringeren Absorption entsprechen, zeigen starke Verbreiterungen. Viele Linien, welche im gewöhnlichen Sonnenspektrum vorkommen, sind im Fleckenspektrum sehr stark geschwächt und rühren vielleicht von reflektiertem, sogenanntem „falschen“ Licht her.

Alle diese Umstände deuten an, dass die Flecke von hinuntersinkenden Gasströmungen in den äusseren Schichten der Sonne herrühren, welche beim Hinunterfallen sich sehr stark erwärmen und die stark leuchtenden photosphärischen Wolken, welche der Granulation entsprechen, auflösen. Genau in derselben Weise lösen sich die Wolken unserer Atmosphäre in hinuntersinkenden Luftströmungen (bei den barometrischen Maximis) auf. Man wird also bei den Flecken sehr dicke, aussen kühle und innen sehr heisse Schichten von den Gasen, die sonst in der Chromosphäre und der sogenannten umkehrenden Schicht (vgl. weiter unten), d. h. den äusseren Teilen der Sonnenatmosphäre, vorkommen, vor sich haben. Die Abwesenheit von strahlenden festen oder flüssigen Körpern verursacht die geringe Lichtintensität der Fleckenstrahlung. Da die Strahlung der inneren Gasschichten von den viel kühleren äusseren absorbiert wird, so gelangen die meisten Wärmestrahlen zu uns von den obersten kühlen Schichten dieser Gasmasse. Diese Strahlung von hochliegenden Teilen wird nicht in so hohem Maasse bei der Annäherung zum Sonnenrand geschwächt, wie diejenige der niedriger liegenden wärmeren photosphärischen Wolken, deren Licht am Sonnenrand eine viel dickere kühle Gasschicht als in der Sonnenmitte passieren müssen.

Die in Auflösung befindlichen geschwächten Teile der Photosphäre bilden den Halbschatten, welcher zufolge der abwärts gerichteten Gasströmung, an deren Rande sie liegen, eine strahlige Struktur erhalten. Die Penumbra liegt deshalb in vielen Fällen nur unbedeutend tiefer

als die Photosphäre, da schon eine unbedeutende Senkung genug Wärme zur Auflösung produciert. Um die Flecke herum steigen die Gase wieder in die Höhe, starke Kondensationen und Wolkenbildungen finden statt, wodurch die Strahlung stark erhöht wird. Dies ist für die Fackeln charakteristisch. Bei diesen kommen doppelte Umkehrungen der Linien mit den allergrössten Absorptionskoefficienten (die *H*- und *K*-Linie) vor.

Die Flecke sind infolgedessen gewissermaassen Vertiefungen oder vielmehr Löcher in der photosphärischen Wolkenschicht. Riccò versuchte die Tiefe dieser Löcher in der Weise zu ermitteln, dass er die scheinbare Breite ihrer Wände, d. h. der Halbschatten, und der Bodenteile, d. h. der Schatten, am Rande und in der Mitte der Sonne maass. Aus diesen Messungen schätzte er die Höhe der Wände zu einem Sechstel (im Mittel) von der Breite des Bodens. Die hauptsächliche Strahlung gelangt zu uns aus den höheren Schichten des Fleckes, aber auch die tieferen Schichten nehmen etwas teil daran, wie die Bänder zwischen *A* und *D* zeigen (vgl. weiter unten).

Bisweilen, aber relativ selten, bemerkt man in den Linien des Fleckenspektrums Verzerrungen, die auf relative Bewegungen der Gasmassen hindeuten. Diese Verzerrungen sind, wie zu erwarten steht, gewöhnlicher am Rand des Fleckes als in seiner Mitte. Dabei verschieben sich bisweilen einige Linien, während andere, die für andere Körper charakteristisch sind, richtig stehen. Dies giebt einen Fingerzeig, dass die Bewegung sich nicht über alle Schichten der Flecke erstreckt, indem die verschiedenen Körper in ihrer Hauptmasse verschieden tief liegen.

Bei der doppelten Umkehrung der *H*- und *K*-Linien in den Fackeln hat man bemerkt, dass die innerste dunkle Linie nach Roth verschoben ist. Dies würde bedeuten, dass die höchsten Gasschichten bei den Fackeln auch in einer niedersinkenden Bewegung begriffen sind, wie die Fleckengase im allgemeinen, während der leuchtende Hauptteil der Fackeln sich in aufsteigender Bewegung befindet. Danach würde das hinuntersinkende Gasgebiet einen trichterförmigen Vertikaldurchschnitt besitzen (vgl. Fig. 35), was wohl von der stark zunehmenden Dichte nach unten bedingt wird. Bisweilen bemerkt man in der Nähe der Flecke gewaltige Ausbrüche von Gasen, besonders von Wasserstoff, welche wahrscheinlicherweise von derselben Art, wie die Protuberanzausbrüche sind. Einen solchen Ausbruch einer Wasserstoffmasse von 200000 km Länge und 30000 km Breite aus der Grenze des Halbschattens beschreibt Young.

Die Chromosphäre und die Protuberanzen. Ausserhalb des eigentlichen leuchtenden Teils der Sonne liegen ausgedehnte Gasmassen, welche wegen ihrer geringen Dichte und relativ niedrigen Temperatur, obgleich sie Licht aussenden, neben dem ausserordentlich starken Licht der Photosphäre für gewöhnlich nicht sichtbar sind. Diese Teile sah man erst bei Sonnenfinsternissen. Unmittelbar über der Photosphäre liegt eine relativ dünne Schicht von rosenroter Farbe, die Chromosphäre, welche plötzlich aufblitzt, wenn der Mond den äussersten Rand der Photosphäre bedeckt, und die kurze Zeit dauert, bis der Mond auch den Rand der Chromosphäre überdeckt. Man hat aus dieser Dauer die Tiefe dieser Schicht zu etwa 10″—12″ (zu je 720 km) berechnet.

Aus diesem Lichtmeer erheben sich sogenannte Protuberanzen von derselben Farbe, die sich häufig von der Chromosphäre loslösen und als Wolken schweben. Bisweilen sind diese Gebilde blasser, weisslicher gefärbt. Sie wurden zuerst von einem schwedischen Gymnasiallehrer Vassenius (1733) erwähnt, und haben besonders seit Mitte des neunzehnten Jahrhunderts grosse Aufmerksamkeit erregt. Ausserhalb dieser liegt die Corona, welche mit einem aluminium- oder perlenweissen Licht von strahliger Struktur, an das Nordlicht erinnernd, sich sehr weit, 2—3 Sonnendurchmesser oder mehr, mit immer abnehmender Intensität hinausstreckt. Die Corona war schon im Altertum bekannt. Auch die Chromosphäre scheint eigentümlicherweise vor den Protuberanzen (1706 von Capitän Stannyan) entdeckt worden zu sein.

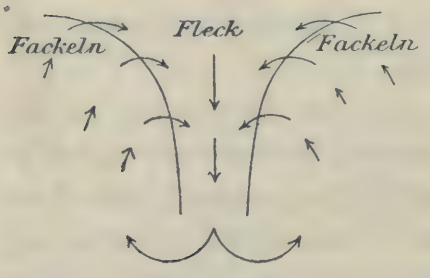


Fig. 35.

Erst glaubte man, dass diese Erscheinungen mit dem Monde in Zusammenhang stünden, aber später, besonders nach der Einführung der Photographie und des Spektroskopes zur Untersuchung dieser Gebilde, wurde ihre Zugehörigkeit zum Sonnenkörper unzweifelhaft.

Schon nach der ersten Sonnenfinsternis, bei welcher das Spektroskop benutzt wurde, bemerkte Janssen nach Ende der Verfinsterung, dass die hellen Linien im Protuberanzlicht auch ohne Verdeckung der Sonnenscheibe sichtbar sind. Zu demselben Resultat war Lockyer durch theoretische Betrachtungen gelangt, und es war nachdem unzweifelhaft, dass die Protuberanzen bei weit geöffnetem Spalt sichtbar sein würden. Dabei wurde zum ersten Male dasselbe Prinzip benutzt,

welches Hale und Deslandres später für die Untersuchung von Objekten auf der Sonnenscheibe verwendeten. Dieses Prinzip beruht, wie wir oben gesehen haben, darauf, dass ein Gegenstand, welcher einige wenige Lichtarten aussendet und wegen starker Beleuchtung durch andere Lichtarten in der Umgebung nicht sichtbar ist, deutlich sich hervorhebt, sobald man das fremde Licht abschwächt. Dies geschieht am einfachsten durch starke spektrale Zerlegung des störenden Lichtes und Abblendung der fremden Lichtarten. Als Spektroskope verwendet man sowohl Prismensätze als auch Gitter. Man hat versucht, dieselbe Methode auf die Corona zu verwenden, ist aber nicht zu gutem Erfolg gelangt, weil das Coronalicht hauptsächlich kontinuierlich ist.

Die erste gelungene Aufnahme einer Protuberanz mit weit geöffnetem Spalt rührt von Huggins her. Für gewöhnlich verwendet man dazu das Licht der Wasserstofflinie C oder der Calciumlinien H und K, die letzteren besonders beim Photographieren von Protuberanzen.

Spektroskopie der Sonne. Die Sonnenlinien (Taf. II, 8) geben uns einen Aufschluss darüber, welche Stoffe in der Sonnenatmosphäre vorkommen. Die wichtigsten Sonnenlinien entsprechen folgenden chemischen Elementen:

	C	656,3 $\mu\mu$	Wasserstoff
	D_1	589,6	Natrium
	D_2	589,0	Natrium
	E	527,0	Calcium
b	b_1	518,4	Magnesium
b	b_2	517,3	Magnesium
b	b_3	516,9	Magnesium und Eisen
	F	486,1	Wasserstoff
	G_1	434,0	Wasserstoff
	G	430,8	Eisen und Calcium
	h	410,2	Wasserstoff
	H	396,9	Calcium
	K	393,4	Calcium

Die Linien A (759,4 $\mu\mu$), a (718,6 $\mu\mu$) und B (686,7 $\mu\mu$) gehören der irdischen Atmosphäre an (vgl. Taf. II, 7). Auf der Sonne in dem Licht der Photosphäre sind alle irdischen Elemente, mit Ausnahme der Metalloïde Stickstoff, Chlor, Brom, Jod, Fluor, Schwefel, Selen, Tellur, Phosphor, Arsen und Bor, Argon und die anderen neuen Elemente der Luft, sowie

der Metalle Antimon, Wismuth, Gold, Platin, Iridium, Osmium, Thallium, Quecksilber und einige seltene Metalle, wiedergefunden worden.

Bis in der letzten Zeit war es zweifelhaft, ob Kohle und Sauerstoff, diese auf der Erde so wichtigen Körper, auf der Sonne vorkommen. Man suchte dieselben sehr eifrig und glaubte mehrere Mal ihre Anwesenheit im Sonnenkörper nachgewiesen zu haben, erst in jüngster Zeit scheint dies mit grosser Sicherheit, besonders für Kohlenstoff, gelungen zu sein. Einige Forscher glauben sogar, dass Kohlenstoff eine bedeutende Rolle in den Wolken der Photosphäre spielt.

Sehr auffallend ist der Umstand, dass die meisten Metalloïde — zu diesen kann man auch Antimon und Wismuth zählen — nicht auf der Sonne aufgefunden sind. Es ist aber doch kein Zweifel, dass diese Elemente, welche auf der Erde teilweise eine sehr wichtige Rolle spielen, wie z. B. Stickstoff, Chlor, Fluor und Schwefel, auch in der Sonne vorkommen. Diese Stoffe geben aber nur mit Schwierigkeit ein Spektrum, wenn sie nicht elektrischen Entladungen ausgesetzt werden, und es ist höchst wahrscheinlich, dass sie zwar in glühender Form in der Sonne anwesend sind, aber doch nur ein so schwaches Licht aussenden, dass sie uns im Sonnenspektrum entgehen. Weiter ist es auffallend, dass unter den Metallen, wenn man von einigen sehr seltenen absieht, die wahrscheinlicherweise in zu geringer Menge auf der Sonne vorhanden sind, um da wahrgenommen zu werden, nur einige mit sehr hohem Atomgewicht fehlen. Von den Elementen mit Atomgewicht über 180 fehlen nämlich alle, ausser Blei und Uran, darunter Gold und die Platinmetalle mit hohem Atomgewicht, Quecksilber und Thallium. Von diesen sind Gold, Platin und Quecksilber nicht so selten, dass man sie deshalb nicht erwarten könnte, da Rowland doch so äusserst seltene Elemente, wie Scandium und Germanium, in der Sonne nachgewiesen hat. Es verhält sich aber so, dass in einer Gasmasse, welche mehrere Gase enthält, die schweren, d. h. diejenigen mit hohem Molekulargewicht, das für Metalle wahrscheinlicherweise mit dem Atomgewicht zusammenfällt, sich nach unten konzentrieren. Diese Konzentration muss auf der Sonne, wo die Schwere ausserordentlich viel kräftiger als auf der Erde wirkt, und wo die vertikalen Abstände, verglichen mit denjenigen auf der Erde riesig sind, ungeheuer ausgeprägt sein. Es ist demnach zu vermuten, dass die schwersten Metalle in den tiefsten Schichten der Sonne konzentriert sind. Andererseits sind die leichtesten Elemente, sofern sie leicht ein Spektrum ergeben, wie Wasser-

stoff, Helium, (Lithium), Natrium, Magnesium, Calcium in den allerhöchsten Schichten der Sonne in grosser Menge nachgewiesen.

Gerade diese Elemente sind nun am stärksten in der Chromosphäre vertreten. Nach der photographischen Aufnahme von Evershed während der Sonnenfinsternis 1898 (vgl. Fig. 36) sind die Linien der etwa $8'' = 5700$ km dicken Chromosphäre, deren tiefster Teil die etwa $1{,}5'' = 1100$ km dicke sogenannte umkehrende Schicht (weil darin die hauptsächliche Absorption stattfindet) bildet, ziemlich genau dieselben, wie die dunklen Sonnenlinien, nur sind sie im Gegensatz zu diesen hell. Auffallend ist das Vorkommen der Heliumlinie (587,49 $\mu\mu$) in der Chromosphäre, während sie nicht als dunkle Linie in dem Sonnenlicht vorkommt. Dasselbe ist der Fall mit der Coronalinie (531,59 $\mu\mu$). Die wichtigsten Linien der Chromosphäre gehören den Elementen Wasserstoff, Helium, Calcium, Strontium, Baryum, Eisen, Magnesium, Natrium, Mangan, Chrom, Aluminium, Nickel (?) und Titan. Eigentümlich erscheint das Vorkommen von Strontium und besonders Baryum (mit den Atomgewichten 87 und 137), obgleich sie relativ schwere Elemente sind. Dies rührt

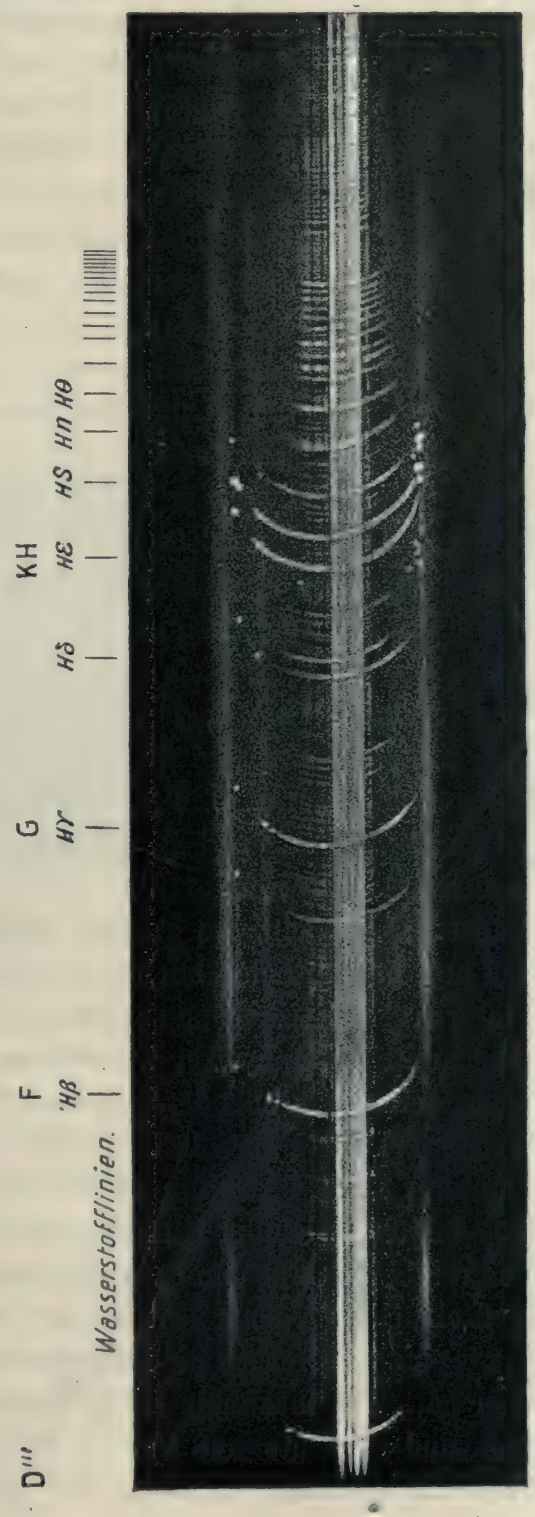


Fig. 36. Spektrophotographie der Chromosphäre. Aufnahme ohne Spektroskopspalt, wobei die halbkreisförmige Chromosphäre, während der Verdeckung der eigentlichen Sonnenscheibe durch den Mond, als Spalt dient. D''' ist die Heliumlinie. Die Wasserstofflinien sind besonders markiert.

aber ohne Zweifel davon her, dass sie äusserst leicht Spektra geben (sogar in der Bunsenflamme). In gleicher Weise erklärt sich das Vorkommen des Calciums in den Protuberanzenlinien. Oberhalb der umkehrenden Schicht kommen in normalen Fällen nur Wasserstoff, Helium, (Coronium) und Calcium vor. Die Eisenmetalle und das mit ihnen vorkommende Titan spielen auch eine grosse Rolle in der Sonnenatmosphäre. Sie scheinen auch die verbreitetsten Elemente zu sein, wie ihr Vorkommen in den Meteoriten zeigt. Die Linien der starke Spektra gebenden Metalle, Natrium und Magnesium sind in der Chromosphäre bisweilen doppelt umgekehrt. Auffallend ist das Fehlen des Kaliums, welches, obgleich es nicht eine so grosse Rolle wie Natrium in der Natur zu spielen scheint, doch sehr verbreitet ist, und als Alkalimetall ein kräftiges Spektrum bei niederer Temperatur giebt.

Das Spektrum der Protuberanzen unterscheidet sich in vielen Fällen, nämlich bei den sogenannten metallischen oder eruptiven Protuberanzen, nur wenig von demjenigen der Chromosphäre. Diese Art von Protuberanzen tritt gewöhnlich in der Nähe der Flecke auf und kommt nie an den Polen vor. Sie enthalten, ausser den Bestandteilen der gewöhnlichen sogenannten Wasserstoffprotuberanzen, sehr viele metallische Dämpfe, wie von Natrium, Magnesium, Calcium, Baryum, Eisen, Titan, Chrom und Mangan. Diese Metalldämpfe kommen eigentlich nur an der Basis der Protuberanzen vor; je höhere Punkte der Protuberanz man beobachtet, desto seltener sind die Metalllinien, und an ihrer Spitze sieht man für gewöhnlich nur die Linien des Wasserstoffs, Heliums, Coroniums und die Calciumlinien *H* und *K*.

Die metallischen Protuberanzen (Fig. 38). Diese metallischen Protuberanzen zeigen eine so rasche Formänderung (vgl. Fig. 38 a—c), welche auf ausserordentlich schnelle Bewegungen zurückzuführen ist, dass man an ihrer realen Existenz zu zweifeln sich berechtigt glaubte. So z. B. sah der bekannte Solarphysiker Tacchini am 16. November 1892 eine Protuberanz, deren Höhe über der Sonnenoberfläche um 9^h 131,8″, um $1^h 35^m$ 534,3″ betrug. Um $12^h 35^m$ löste sie sich von der Sonnenfläche, um 1^h war ihr unterer Rand 62,5″ um $1^h 19^m$ 208″ vom Sonnenrand entfernt. Um $1^h 35^m$ bewölkte sich der Himmel und wurde erst um $3^h 49^m$ wieder hell. Die Protuberanz war dann verschwunden. Wenn man bedenkt, dass eine Bogensekunde, 1″, einer Entfernung von 720 km entspricht, versteht man, um wie enorme Strecken die Protuberanzenmaterie sich in kurzer Zeit verschoben hat. Die maximale Höhengeschwindigkeit wurde um $1^h 32^m$ beobachtet und erreichte 248 km pr. Sek. Tacchini spricht deshalb die Vermutung aus, dass vielleicht das ganze als eine Explosionswelle

zu betrachten wäre. In der Sonnenatmosphäre sollten explosive Gasgemische vorkommen, die plötzlich entflammten, und das gerade brennende Gebiet erschiene als Protuberanz. Man hätte danach, im Gegensatz zu unseren Erfahrungen an irdischen Explosivstoffen, anzunehmen, dass die Entflammungstemperatur dieser Gasgemische weit über 1000° C. läge. Die genannte Ansicht ist auch deshalb unhaltbar, weil dergleichen Verschiebungen in Richtung der Sichtlinie sich durch eine unerhört starke Verzerrung der Spektrallinien kundgeben. Und man hat keinen Anlass zu vermuten, dass die Fortpflanzung einer Explosionswelle zu solchen Verzerrungen Anlass geben würde. So z. B. beobachtete Young in Sherman am 3. August 1872 eine Protuberanz, deren Enden (vgl. Fig. 37) sich mit Geschwindigkeiten von 370 resp. 410 km pro Sekunde bewegten, das eine von der Erde weg, das andere gegen sie hin. Diese Bewegung war an den Wasserstofflinien und den

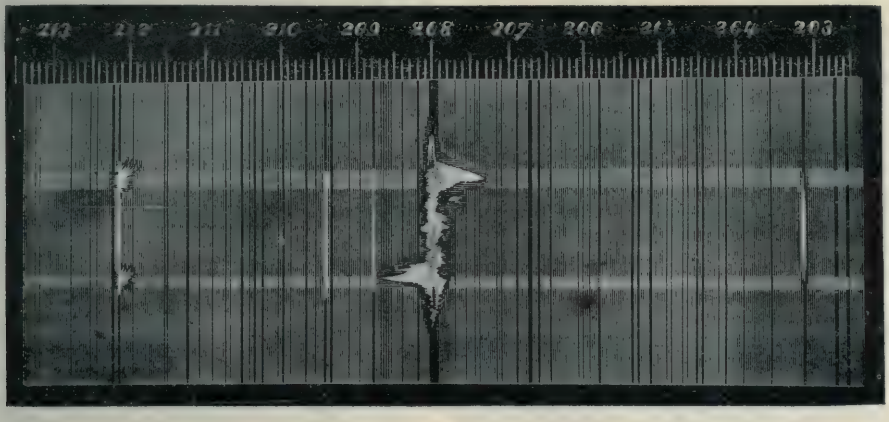


Fig. 37. Linienverschiebung (der Wasserstofflinie *F*) einer Protuberanz, deren beide Enden heftige Verschiebungen erleiden.

Calciumlinien *H* und *K* ersichtlich, dagegen zeigten die zu derselben Protuberanz gehörigen Magnesium- und Natriumlinien keine nennenswerte Bewegung an. Es waren also nur die äussersten, dünnsten, Teile der Protuberanz, welche diese kolossale Massenverschiebungen anzeigten. Die Linien des Baryums und des Coroniums zeigten gar keine Bewegung an. Das Baryum kommt in noch dichteren Teilen als Magnesium und Natrium vor, wie durch das hohe Atomgewicht (Ba = 137, gegen Na = 23 und Mg = 24) wahrscheinlich gemacht wird. Das Coronium, d. h. der unbekannte Körper, welcher dem Coronaspektrum den Charakter giebt, gehörte wahrscheinlicherweise nicht der Protuberanz, sondern der ausserhalb liegenden Corona.

Ein paar andere Beispiele von einem der fleissigsten Protuberanzen-

forscher, Fényi in Kalocsa (Ungarn) mögen zur Erläuterung dieser interessanten Frage angeführt werden. Am 19. September 1893 beobachtete er eine Protuberanz, die um $2^h, 21^m$ 368″, 7,3 Minuten später 497″, hoch war, welches einer mittleren Geschwindigkeit von 212 km pro Sek. entspricht. Ihre stärkste Bewegung in der Sichtlinie war 300 km pro Sek., also von derselben Grössenordnung. Am folgenden Morgen um $8^h, 55^m$ schoss eine Protuberanz aus der Sonnenoberfläche heraus, welche 12 Minuten später eine Höhe von 486″, entsprechend einer mittleren Geschwindigkeit (senkrecht zur Sichtlinie) von 488 km pro Sek., erreichte, um in den folgenden 8 Minuten bis zu 691″ zu steigen. Ihre stärkste Bewegung in Richtung der Sichtlinie war 250 km von der Erde weg. Noch viel grösser war die Geschwindigkeit einer von demselben Forscher beobachteten Protuberanz vom 15. Juli 1895, indem die spektroskopisch gemessene Geschwindigkeit in der Sichtlinie 859 km pro Sek. betrug. Eine andere Protuberanz lag am 30. September 1895 als eine breite Erhebung von 22 Graden Ausdehnung ($= {}^1/_{16}$ des Sonnenumkreises) an dem östlichen Rande der Sonne. Sie erhob sich später plötzlich zu einer Höhe von 688″ ($= 500000$ km) mit einer maximalen Geschwindigkeit von 842 km pro Sek. Sie löste sich danach schnell auf.

Einige Forscher wollen in den Protuberanzen nur Schlieren sehen, welche zufolge von eigentümlichen Dichteverhältnissen in der Sonnenatmosphäre entstehen. Diese Ansicht ist eine Folgerung aus der Schmidtschen Sonnentheorie. Man müsste aber dann, um die Verschiebungen der Protuberanzlinien zu erklären, annehmen, dass im Innern des Sonnenkörpers, von wo das Licht zu diesen Schlieren reflektiert wird, solche gewaltsame Massenbewegungen, wie die beobachteten, vorsichgehen. Dadurch wird die Schwierigkeit nicht nur nicht entfernt, sondern vermehrt. Denn die inneren Massen sind Millionen mal dichter als die Gase am Aussenrand der Protuberanzen, so dass die für eine Bewegung mit gegebener Geschwindigkeit auf der Sonne nötige Energie viel grösser wird, wenn die Bewegung im Innern der Sonne als in der ausserordentlich dünnen, dem leeren Raum nahe kommenden Coronamasse, sich abspielt. Weiter ist die innere Reibung, welche alle Bewegungen hemmt, in dem Innern der Sonne wegen der grossen Hitze und Dichte kolossal gross, so dass man die Beweglichkeit der inneren Sonnengase mit derjenigen von Honig oder Theer (nach Young) verglichen hat. Dagegen ist die Reibung in der verdünnten Coronamaterie relativ gering. Es wäre auch schwer zu verstehen, warum nur die äussersten Teile (die leichtesten Gase) an den heftigen Bewegungen teil-

nehmen sollten, wenn die Beleuchtung aus dem Innern käme, und warum die Protuberanzen nur an ihrer Grenze gegen die Chromosphäre das Licht von Metallgasen (ausser H und K) aufweisen sollten. Es ist also wohl unumgänglich, die kolossalen Geschwindigkeiten bei den Protuberanzen als reell anzusehen. Sie werden einigermaassen verständlich durch den ausser-

Fig. 38a. Protuberanz 25. Juli 1872. $2^h,15^m$.

Fig. 38d. Degenförmige Protuberanzen.

Fig. 38b. Dieselbe Protuberanz $2^h,45^m$.

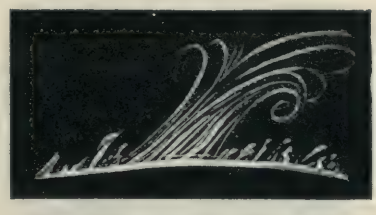


Fig. 38e. Garbenförmige Protuberanzen.

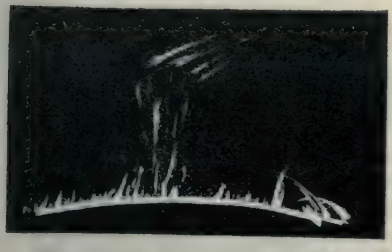


Fig. 38c. Dieselbe $3^h,30^m$.

Fig 38f. Wasserstrahlförmige Protuberanzen.

Fig. 38. Metallische Protuberanzen (nach Young). Maasstab 1 cm = 66000 km.

ordentlich geringen Druck in den Aussenteilen (vielleicht dem Druck von 0,001 mm Quecksilber entsprechend), durch das geringe spezifische Gewicht der strömenden Gase (hauptsächlich Wasserstoff und Helium), durch die ausserordentlich geringe Reibung bei der Ausströmung in den nahezu leeren Raum und durch die hohe molekulare Energie (Temperatur) dieser Gasmassen. Einigermaassen ähnliche Bedingungen können wir

bei Strömungen auf der Erde nicht realisieren. Es möge nur darauf hingewiesen werden, dass in unserer Atmosphäre die Geschwindigkeiten der Luftströmungen um so bedeutender werden, je weiter entfernt von der Erdoberfläche dieselben stattfinden.

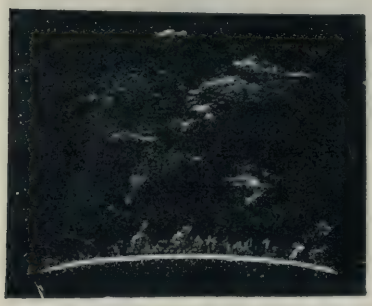


Fig. 39a. Wolkenförmige Protuberanzen.

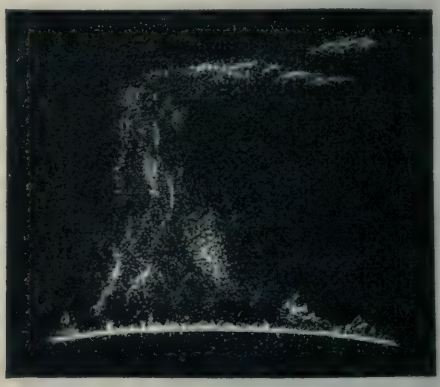


Fig. 39d. Verschwommene Protuberanz.

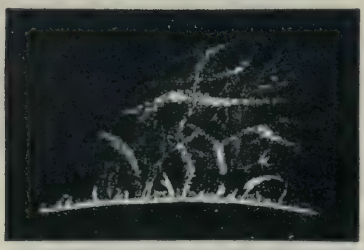


Fig. 39b. Fadenförmige Protuberanz.

Fig. 39e. Baumförmige Protuberanzen.

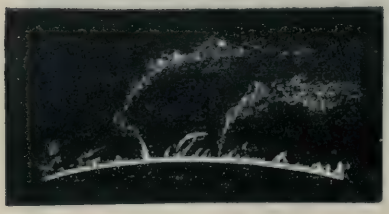


Fig. 39c. Federförmige Protuberanzen.

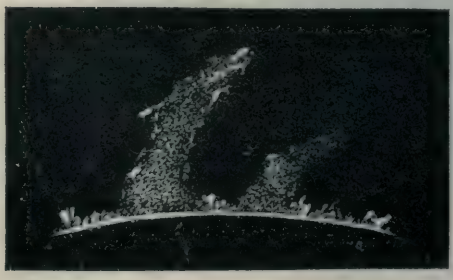


Fig. 39f. Hörner.

Fig. 39. Ruhende Protuberanzen (nach Young). Maassstab 1 cm = 50000 km

Die Formen dieser höchst interessanten Erscheinungen entsprechen gänzlich der kolossalen Unruhe in ihren Massen (vgl. Fig. 38). Bisweilen gleichen sie zugespitzten Strahlen, die mit Heftigkeit auseinanderspritzen. In anderen Fällen ähneln sie parabolischen Wasserstrahlen, aus Röhren,

die schräg nach oben gerichtet sind. Nicht selten rollen sich die oberen Teile zu horizontalen Wirbeln zusammen, die den Windungen am Kapitäl einer jonischen Säule ähneln. In anderen Fällen sind die fadenförmigen Elemente der Protuberanz umeinander gezwirnt. In wiederum anderen Fällen bilden sie mächtige Garben von Flammen.

Ruhende Protuberanzen. Die ruhenden Protuberanzen (vgl. Fig. 39) kommen auf der Sonnenoberfläche in allen Gegenden vor. Sie können ebenso hoch liegen, wie die vorhin erwähnten, aber zeigen eine relativ grosse Beständigkeit, so dass sie bisweilen, wie man in der Nähe der Sonnenpole beobachten kann, während einer ganzen Umdrehung der Sonne bestehen bleiben. Sie gleichen meistens Wolken, die in der Sonnenatmosphäre schweben, oder Rauchmassen von einem Schornstein, indem sie an der Basis schmal, oben ausgespreizt sind. Bisweilen ist die Basis breiter, in welchem Fall man sie hörnerförmig nennt. Sie enthalten hauptsächlich Wasserstoff und Helium und zeigen auch die Linien *H* und *K*. Bisweilen verirren sich Spuren von Natrium und Magnesium sogar zu den höheren Teilen dieser Wolken.

Die Protuberanzen sind im Mittel etwa 50″ hoch, zwei Drittel derselben erreichen 40″, ein Viertel 60″. Einige gehen, wie obige Beispiele zeigen, zu kolossalen Höhen. So beobachtete Langley (7. Okt. 1880) eine Protuberanz von nicht weniger als 780″ Höhe, d. h. beinahe der Länge des halben Sonnendurchmessers. Die Höhe der höchst gehenden Protuberanzen verändert sich etwas mit der Zeit und hat dieselbe Periode wie die Sonnenflecken. So z. B. war die maximale Höhe dieser Gebilde nach Fényi in den Jahren:

1886	212″	1891	358″	1896	406″
1887	165″	1892	531″	1897	196″
1888	158″	1893	691″	1898	197″
1889	203″	1894	661″		
1890	323″	1895	688″		

Im Jahre 1893 trat ein Sonnenfleckenmaximum, 1888 ein Sonnenfleckenminimum ein. Zufolge dieses Umstandes wird auch die mittlere Höhe der Protuberanzen in sonnenfleckenreichen Jahren grösser als gewöhnlich. So war sie nach Fényi 1893 70″. Erhebungen von 15″—20″ über der Sonnenoberfläche werden nicht zu den Protuberanzen gezählt. Diese geringeren Gaseruptionen kommen in solcher Menge vor, dass einige Forscher die Sonnenoberfläche mit einem Grasbett verglichen haben, worin die Grasblätter den Gasausströmungen entsprechen sollten. Diese

an und für sich mächtigen Ausbrüche — sie können ja eine Höhe von 14000 km erreichen — bilden einen charakteristischen Hauptteil der Chromosphäre.

Man glaubt häufig bemerkt zu haben, dass diametral gegenüber der Ausbruchsstelle einer auffallenden Protuberanz eine starke Protuberanzthätigkeit sich entwickelt. Dies sollte darauf hindeuten, dass die protuberanzenbildenden Kräfte diametral durch den Sonnenkörper wirken, was jedenfalls sehr unwahrscheinlich ist. Im Gegenteil scheint die Zusammensetzung der Protuberanzen anzudeuten, dass die in ihnen

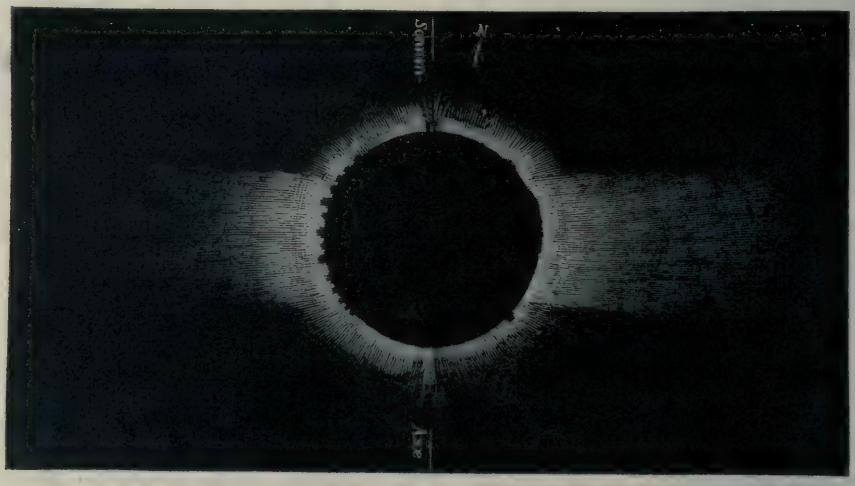


Fig. 40. Corona von 1867 (nach Grosch).

vorkommenden Stoffe nur den höchsten Schichten der Photosphäre entnommen sind.

Die Corona. Wie gesagt, strahlen von allen Seiten der Sonne eigentümliche Lichtbüschel hinaus, welche die Corona bilden. Diese Strahlung hat in der Nähe des Sonnenrandes eine intensive Helligkeit, doch nicht so gross, wie die rotgefärbten Protuberanzen, welche durch die Corona durchleuchten. Dieses innere hell strahlende Licht bildet einen Ring von 3—4 Minuten Durchmesser, welcher gegen das äussere schwächere Licht ziemlich scharf begrenzt ist. Man unterscheidet deshalb die innere und die äussere Corona. Die letztere erstreckt sich häufig sehr weit hinaus, besonders in der Äquatorialgegend. Bisweilen erreichen die Lichtströmungen der äusseren Corona eine Länge von drei- bis viermal der Länge des Sonnendurchmessers. Das gesamte Coronalicht ist gemessen worden, es wurde gleich der Lichtstärke von $3\frac{1}{2}$ Amylacetatlampen in 1 m Entfernung geschätzt (1893). Wahrscheinlicherweise ist es ziemlich verschieden stark in verschiedenen Jahren. Lockyer

hat die Ansicht ausgesprochen, dass das Licht der Corona bei Sonnenfleckenminima bedeutend stärker wäre als bei Sonnenfleckenmaxima. Andere Beobachter teilen seine Meinung nicht. So z. B. soll nach den meisten Beobachtern die Corona im Jahre 1878 (vgl. Fig. 43) viel schwächer gewesen sein als 1869. Im Jahre 1878 war ein Minimum-, 1869 nahezu ein Maximumjahr der Sonnenflecke. Häufig sind die Strahlungen schwächer an den Polen und dem Äquator als an anderen Stellen der Sonne ausgebildet, so dass die Corona eine viereckige Form erhält

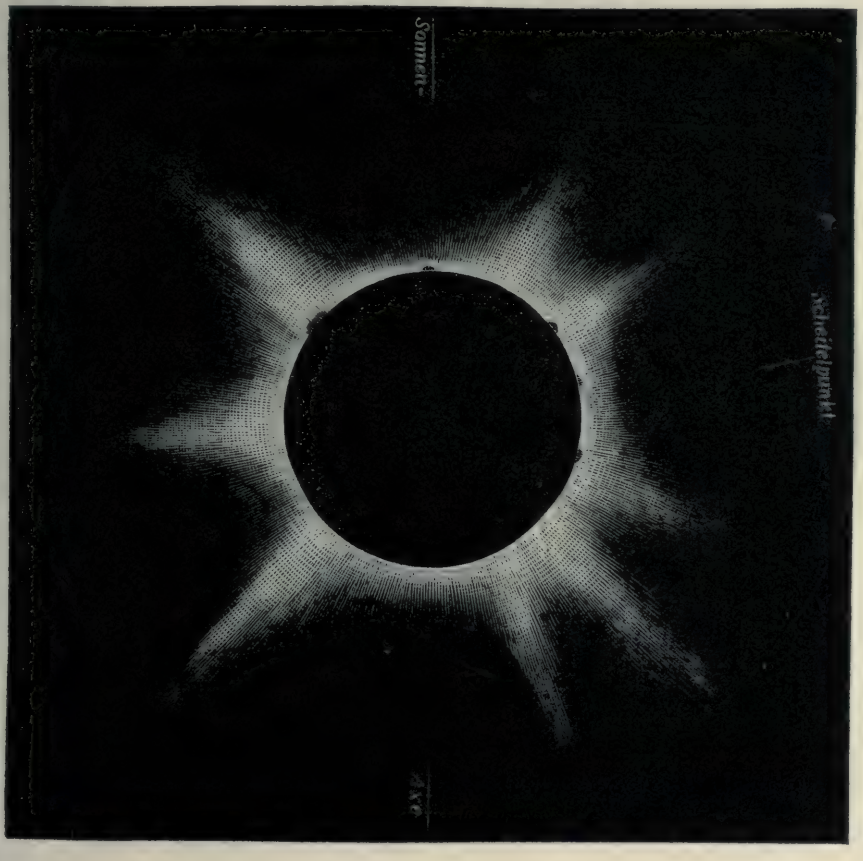


Fig. 41. Corona von 1871 (nach Foenander).

(vgl. Figg. 43, 44 und 45); dies trifft besonders in sonnenfleckenreichen Jahren ein. Gewöhnlicherweise kommen in der Corona Einschnitte vor, welche sich bis zum Sonnenrand erstrecken. Sie beruhen nicht auf Schatten, denn sie sind häufig etwas gekrümmt. Die innere Corona ist an den Polen bedeutend, am Äquator ein wenig dünner als an anderen Stellen der Sonne. Auch die äussere Corona ist für gewöhnlich an den Polen schwächer entwickelt als an anderen Stellen. Sie erstreckt sich sehr weit hinaus. In älteren Zeiten konnte man dieselbe nicht photogra-

phieren, sondern nur zeichnen. Diese Zeichnungen, die, nach allem zu urteilen, sehr viel Subjektives einschliessen, zeigen in Jahren von wenig Sonnenflecken eine sehr grosse Ausdehnung in der Nähe des Äquators (1867, vgl. Fig. 40). In Jahren mit einer mittleren Zahl von Sonnenflecken liegen sie nicht gerade am Äquator, sondern entsprechen mehr der viereckigen Form (1878, vgl. Fig. 43). In jüngster Zeit (22. Januar 1898) ist es Herrn Maunder gelungen, eine solche Corona zu photo-

Fig. 42. Corona von 1871 (Photographie von Davis).

graphieren (Fig. 45), in welchem Fall ein Strahl eine Länge von etwa 6 Sonnendurchmessern erreichte. Die zwei auf der entgegengesetzten Seite gelegenen Strahlen waren etwa 4 Sonnendurchmesser lang und lagen etwa 24^0 N. und S. vom Äquator. Der vierte Strahl, von 3 Sonnendurchmessern Länge, lag etwa ebenso weit vom Nordpol der Sonne. Zur Zeit der Sonnenfleckenmaxima scheint die Strömung in der Corona mehr gleichmässig verteilt zu sein, wie die Zeichnung von Secchi und die Photographien von der Sonnenfinsternis 1871 (vgl. Figg. 41 und 42) zeigen. Nach Pickering war die strahlige Struktur der Corona im

Sonnenfleckenjahr 1893 nicht so stark ausgedehnt, wie in den Minimajahren 1878 und 1889.

Spektrum der Corona. Das Spektrum der Corona zeigt sehr viele Eigentümlichkeiten. Die äussersten Teile der Corona geben kontinuierliches Licht mit den Absorptionslinien der Sonne (besonders *D*, *b* und *F*), bestehen folglich aus reflektierenden festen (oder flüssigen) Partikelchen, was damit übereinstimmt, dass das Coronalicht teilweise polarisiert ist.

Fig. 43. Corona von 1878 (Kombination aus verschiedenen Zeichnungen).

Die inneren Teile der Corona geben ausserdem Gaslinien, worunter die bekannte Coronalinie ($\lambda = 531{,}59\ \mu\mu$) die interessanteste ist. Man hielt diese Linie anfangs für dem Eisen zugehörig, weil eine Eisenlinie ganz nahe (bei 531,6 $\mu\mu$) liegt. Man fand es aber sonderbar, dass Eisengase so hoch hinauf in der Sonnenatmosphäre vorkommen sollten. Eine nähere Prüfung zeigte indes, dass diese Linie keiner bekannten irdischen Substanz angehört. Zwar ist in letzter Zeit von Nasini, Anderlini und Salvatori angegeben worden, dass man diese Linie im Spektrum von Gasen, die aus den Solfataren bei Puzzuoli ausströmen, angetroffen

hat. Diese Angabe scheint sich später nicht bestätigt zu haben. Die Substanz, welche dieses Licht ausstrahlt, ist vermutlich viel leichter als Wasserstoff, nachdem sie in höheren Schichten (bis 20′ vom Sonnenrand) vorkommt als dieser Körper (der nur bis etwa 10′ hinaufreicht). Diese beiden Gase sind gleichmässig in der inneren Corona verteilt,

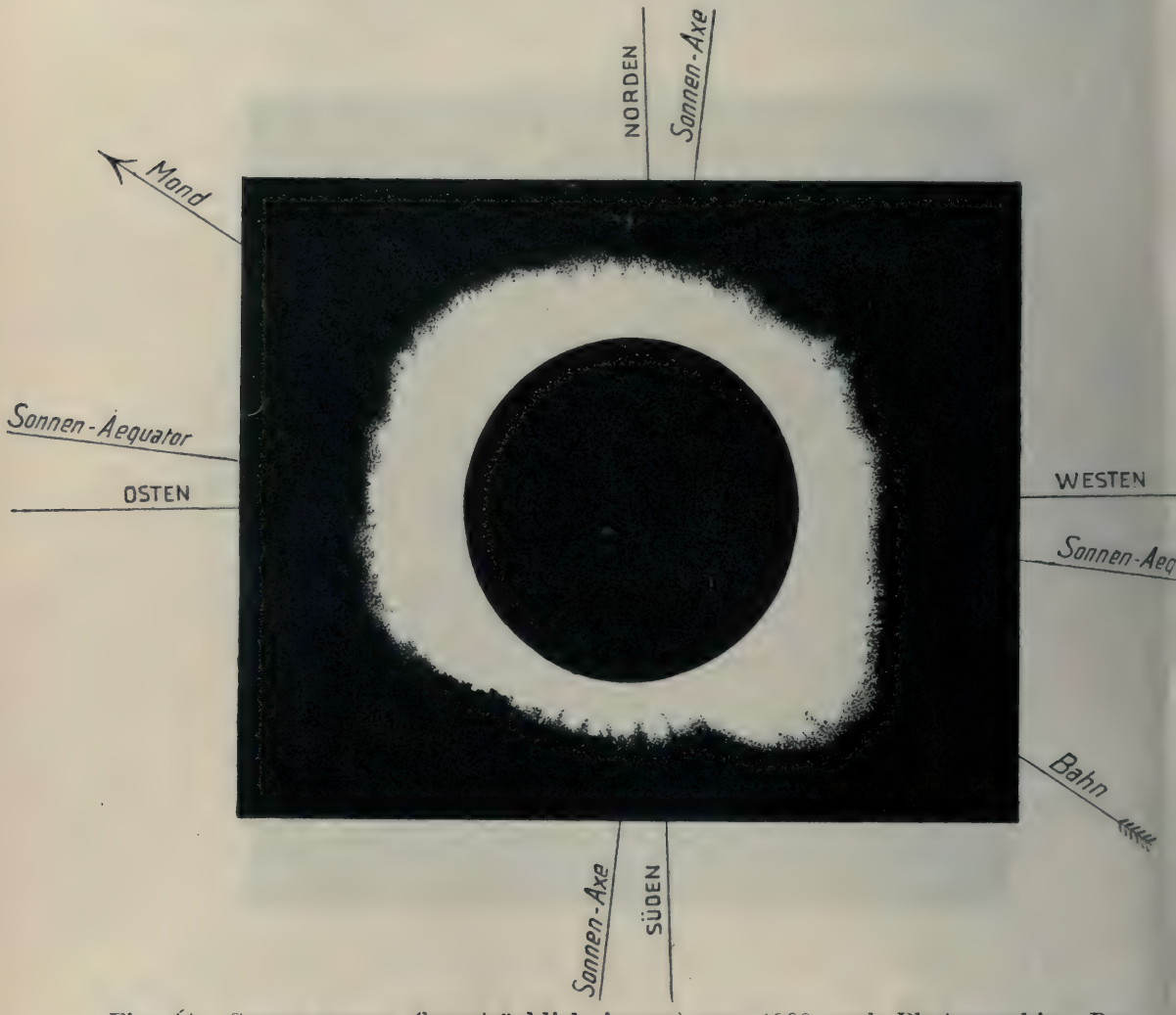


Fig. 44. Sonnencorona (hauptsächlich innere) von 1898 nach Photographie. Der Scheitelpunkt liegt nach rechts unten in der Richtung der Mondbahn.

indem sie auch da ebenso hell strahlen, wo Einschnitte in den Lichtströmungen vorkommen. In nächster Nähe der Chromosphäre übertreffen die Wasserstofflinien die Coronalinie bedeutend an Helligkeit.

Die Coronalinie, welche man einem hypothetischen Stoff Coronium zuschreibt, kommt als dunkle Linie im Sonnenspektrum vor und wurde auf Kirchhoffs Skala beim Strich 1474 eingezeichnet, weshalb sie häufig die Bezeichnung 1474 K. trägt. In dem Chromosphärenlicht wird

sie als dunkle oder helle Linie je nach den Umständen gesehen. In dem Chromosphärenspektrum war die Linie als dunkle Linie von Lockyer sogar einige Wochen früher beobachtet worden, als sie in der Corona entdeckt wurde (1869). In dieser Hinsicht unterscheidet sich das Coronium von dem Helium, welches (in dicker Schicht) in den Sonnenflecken eine dunkle Linie giebt und sonst nur als helle Linie im Chromosphären- und Protuberanzenlicht vorkommt.

Ausser diesen Linien des Coroniums und des Wasserstoffs kommen auch einige andere Linien im Grüngelben bisweilen in der Corona vor, die von Young als zweifelhaft bezeichnet wurden, eine andere Linie $\lambda = 398{,}7$ im Violett soll so normal vorkommen, dass sie zum Photo-

Fig. 45. Sonnencorona (äussere) von 1898 nach Photographie von Maunder.

graphieren der Corona und Beobachtung ihrer Bewegungen vorgeschlagen wurde. In sonnenfleckenarmen Jahren ist die Coroniumlinie sehr schwach ausgeprägt, so z. B. wurde sie im Jahre 1878 von vielen Beobachtern nicht gesehen. Im Spektrum der Coronastrahlen hat Tacchini Linien gefunden, welche er dem Kohlenstoff zugehörig hielt.

Die Natur der Corona. Man hat in älteren Zeiten häufig geglaubt, eine Veränderung der Corona, d. h. eine Bewegung senkrecht zur Sichtlinie während kurzer Zeit (einer Finsternis), bemerkt zu haben. Diese Beobachtungen werden nicht durch die Photographien gestützt; auf diesen macht die Corona den Eindruck von Ruhe. Zwar hat Deslandres 1893 aus der Verschiebung der Spektrallinien von beiden Seiten der Corona geschlossen, dass sie mit dem Sonnenkörper rotiert (mit Geschwindigkeiten, die bis 7 km pro Sek. erreichen können).

Leider hat man nur bei totalen Sonnenfinsternissen Gelegenheit, die Corona zu beobachten. Diese treffen nur etwa alle zwei Jahre ein, und häufig wird man dann von Wolken (wie auf den meisten Stationen 1896) gestört. Deshalb können wir uns nicht wundern in vielen Fällen ganz widersprechende Angaben über das Aussehen der Corona zu finden, besonders betreffs der mystischen Strahlung der äusseren Corona, welche erst in 1898 von Maunder in ihrer ganzen Ausdehnung photographiert wurde. Jedoch scheint so viel sichergestellt zu sein, dass die längsten Strahlen mit Vorliebe in den Gegenden auftreten, wo die Flecken vorkommen. In jüngster Zeit, besonders bei der Finsternis 1896 (Nordenmark und Backlund) hat man die grösste Ausdehnung der Corona über Gegenden wahrgenommen, wo am Sonnenrande starke Protuberanzen vorkamen. Auch in älteren Photographien und Zeichnungen sieht man häufig Andeutungen, dass die kräftigsten Coronastrahlen über protuberanzreichen Gegenden stehen. 1898 konnte man aber nach Evershed keinen Zusammenhang zwischen Corona und Chromosphäre, bezw. Protuberanzen, finden, ebensowenig 1900.

Die häufig und besonders an den Sonnenpolen etwas gekrümmte Form der Coronastrahlen (vgl. Figg. 40 u. 42) erinnert einigermaassen an die Form von magnetischen Kraftlinien. Man hat daraus, und besonders aus dem Umstande, dass die Sonne auf den magnetischen Zustand der Erde einen sehr ausgeprägten Einfluss ausübt, geschlossen, die Sonne sei ein kolossaler Magnet, welcher (elektrische) Strömungen im Magnetfelde nach den Kraftlinien orientiere, ebenso wie die Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes den Nordlichtstrahlen Richtung geben. Die Vergleichung der späteren Coronaphotographien mit den Linien eines Magnetfeldes um zwei Pole fällt nicht für diese Betrachtungsweise günstig aus. Ausserdem verlieren irdische magnetische Stoffe bei höheren Temperaturen (Eisen, Nickel und Kobalt bei Weissglut) ihre magnetischen Eigenschaften. Wie sollten denn magnetische Körper bei der ausserordentlich viel höheren Temperatur der Sonne bestehen können? Der Magnetismus soll ja auf einer fixierten Lage der Molekeln beruhen; je höher die Temperatur steigt, desto schwerer wird es den Molekeln bei ihren kolossal zunehmenden Bewegungen eine fixierte Lage innezuhalten.

Man sieht häufig von Solarforschern die Ansicht ausgesprochen, dass die Corona sehr an die Kometenschweife und an das Nordlicht erinnere. Die hauptsächliche radiale Richtung der Coronastrahlen deutet, wie diejenige der Kometenschweife, auf eine abstossende Wirkung der Sonne hin, welche zu sehr viel Nachdenken Anlass gab. Mangels anderer

bekannter Kräfte hat man an eine elektrische Abstossung geglaubt, die zwischen den Staubpartikelchen in den Coronastrahlen und der Sonne stattfände, welche demnach mit der gleichen Art von Elektricität geladen sein sollten.

Man braucht indessen nicht diesen Ausweg zu wählen. Die Maxwellsche Elektricitätstheorie verlangt, und Lebedew hat neuerdings experimentell nachgewiesen, dass die Strahlung wie ein Druck wirkt, welche der Intensität der Strahlung proportional ist. Diese ist nun viel (46518 mal) grösser in der Nähe der Sonne (an der Oberfläche) als auf der Erde. Folglich könnte es wohl möglich sein, dass die Sonnenstrahlung daselbst ihre hinwegstossende Eigenschaft zum Vorschein brächte. In der That findet man, dass ein kugelförmiger schwarzer Tropfen von der Dichte des Wassers über der Sonne gerade schweben würde, zufolge der Gleichheit der Lichtabstossung und der Schwere, wenn sein Durchmesser 1,5 μ betrüge. Der entsprechende Durchmesser bei einem anderen specifischen Gewicht ist, wie leicht einzusehen, diesem umgekehrt proportional, z. B. für das specifische Gewicht 2,5 (gewöhnliche Bergarten) 600 $\mu\mu$ und für Tropfen vom specifischen Gewicht 6,88 (Eisen) 220 $\mu\mu$.

Schwarze Tröpfchen mit grösserem Durchmesser fallen auf die Sonne zurück, solche mit geringerem Durchmesser werden dagegen ins Unendliche abgestossen.

Diese Abstossung geschieht proportional der Lichtstärke, d. h. wenn man von der durch die im Raum schwebenden Partikelchen verursachten Schwächung der Lichtstrahlung absieht, nach demselben Gesetz wie die Schwerenwirkung oder umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung. Mit anderen Worten, die Körper, welche sich in der Nähe der Sonne befinden, verhalten sich, als hätten sie einen Teil ihrer Masse verloren, und zwar sphärische Körper vom spec. Gew. 1 und nicht zu unbedeutenden Dimensionen, so viel Masse, wie eine Schicht von etwa 250 $\mu\mu$ Dicke. Die Erde verliert folglich durch die Sonnenstrahlung so viel an Anziehung, wie wenn sie etwa $250 : 5{,}5 = 45$ $\mu\mu$ kleineren Radius hätte, was natürlich absolut unmerklich ist. Bei sehr kleinen Körperteilchen dagegen überwiegt die Abstossung, so dass man sie behandeln kann, als hätten sie negative Masse.

Der Druck und die Dichte in der Sonne. Wie unerhört gering die Masse der Corona ist, kann man daraus ersehen, dass mehrere Male Kometen tief durch die innere Corona gegangen sind, ohne dass sie merklich zurückgehalten wurden. So, um ein Beispiel anzuführen, ging der grosse Komet von 1843 dicht bei der Sonne vorbei in einem

Abstand von 3—4 Minuten, lief folglich durch die dickeren Schichten der Corona, ohne die geringste merkliche Störung zu erleiden. Damit möge verglichen werden, dass die Sternschnuppen, die mit einer Geschwindigkeit von 40—60 km in die Erdatmosphäre hineintreten, schon in einer Höhe von etwa 100 km ihre Bewegung gänzlich einbüssen und in Gas und Staub verwandelt werden. Da der Druck in dieser Höhe etwa 0,01 mm beträgt, so dürfte der Druck in 3—4 Min. Höhe über der Sonne nicht mehr als höchstens die Grösse eines tausendstel Millimeters erreichen. Man hat guten Grund, anzunehmen, dass an der Basis der Corona der Druck höchstens etwa 1 mm (vgl. weiter unten) Quecksilber beträgt. Nach Frosts Schätzung sinkt (in Fällen von sogenanntem adiabatischen Gleichgewicht) der Druck über der Sonne auf die Hälfte, wenn man 104 km in die Höhe steigt. Dies entspricht für eine Sekunde (= 720 km) einer Abnahme im Verhältnis 1 : 128 und für eine Minute $1 : 10^{126}$, eine ganz unfassbar geringe Zahl. Danach dürfte es eher zu verwundern sein, dass die Coronasubstanz so dicht sein kann, dass sie noch in 10′—20′ Entfernung von der Sonne sichtbares Licht abgiebt. Dies kann nur in der Weise verständlich sein, dass heftige aufsteigende Gasströme über der Sonne Platz finden. Dies stimmt auch damit überein, dass in den (fleckenlosen) Ruhezeiten der Sonne das Coronium sich nicht kundgiebt (z. B. 1878). Bei dieser Berechnung sind die festen rauchartigen Partikelchen nicht mitgezählt. Diese besitzen teilweise zufolge der Sonnenstrahlung ein negatives Gewicht, und können folglich zum Hinausbefördern von Gasen dienen. Wegen der intensiven Beleuchtung können diese Staubkörner sich auch dann kundgeben, wenn sie sehr spärlich vorkommen, z. B. ein Staubkörnchen im Kubikkilometer (Newcomb). Es ist also sehr wohl möglich, dass Himmelskörper, welche die Corona durchwandern, keine Spur von Störung zeigen, trotzdem die Corona ein ziemlich starkes Licht zurückwirft.

Wegen der starken Bewegungen der Teile der Chromosphäre hat man allen Anlass, einen nicht allzu hohen Druck in den oberen Teilen dieser Gasschicht anzunehmen, Lord Kelvin schätzt ihn zu etwa 1 mm Quecksilber, was wahrscheinlich zu hoch ist.

Den Druck in dem untersten Teil der Chromosphäre, d. h. der umkehrenden Schicht, hat Jewell mit Hilfe der Verschiebung der Spektrallinien bestimmt und dabei Werte von im Mittel etwa 5 Atmosphären gefunden (vgl. oben S. 31). Wegen der zunehmenden Dichtigkeit nimmt der Druck in diesen Teilen der Sonnenatmosphäre anfangs viel schneller zu als in den höher liegenden. Die Zunahme der Temperatur, und näher

dem Mittelpunkte die Abnahme der Gravitation (zufolge der Einflusslosigkeit der äusseren Schichten), ebenso wie die Abweichung der Gase von dem Boyleschen Gesetz bei hohen Drucken verhindern eine Zunahme des Druckes nach einem Exponentialgesetz wie in den oberen Teilen. Lord Kelvin berechnet den Druck im Mittelpunkt zu 40.10^9, Ekholm zu 14.10^9 Atmosphären. Wir können folglich sagen, dass der Druck im Mittelpunkte der Sonne vermutlich die Grössenordnung 10^{10} Atmosphären erreicht.

Bei diesem hohen Druck muss die Dichte ziemlich gross werden, obgleich der Gaszustand herrscht. In der umkehrenden Schicht herrscht ein Druck von etwa 5 Atmosphären. Setzt man nun das mittlere Molekulargewicht der Gase in dieser Schicht gleich dem Atomgewichte des Eisens, was bei der vorwiegenden Rolle dieses Metalles recht nahe zutreffen mag, so erreicht die Dichte daselbst bei einer Temperatur (vgl. unten) von etwa 7000° C., nur etwa ein halbes Tausendstel derjenigen des Wassers, während sie im Mittel für den Sonnenkörper 1,4 beträgt. Zufolge der Konzentration der schwereren Bestandteile nach dem Innern der Sonne dürfte die Dichte etwas mit der Tiefe zunehmen, aber kaum den Wert 10 im Mittelpunkte erreichen. Lord Kelvins Wert 30,9 dürfte bedeutend zu hoch sein, weil er bei seiner Berechnung die Giltigkeit des Boyleschen Gesetzes voraussetzt.

Rotation der Sonne. Wie schon vorhin erwähnt, bewegen sich die Flecke über die Sonnenscheibe von Osten nach Westen. Man hat schon frühzeitig angenommen, dass dies von einer wirklichen Drehung der ganzen Sonne herrührt, denn die Bewegung geschieht sehr gleichmässig. Scheiner berechnete schon aus dieser Erscheinung die siderische Umdrehungszeit der Sonne zu etwa 25 Tagen, woraus die synodische Umdrehungszeit auf etwa 27 Tage kommt. Die verschiedenen Flecke gehen nicht gleich schnell und bewegen sich auch etwas in der Richtung des Meridians, so dass man ein Mittel aus sehr vielen Beobachtungen nehmen muss, um ein zuverlässiges Resultat zu erhalten. Aus den Beobachtungen von Carrington und Spörer über die Bewegungen der Flecke geht eine mittlere Rotationszeit der Sonne von 25,3 Tagen hervor.

Carrington, der wohl diese Fleckenbewegung genauer als irgend einer seiner Vorgänger untersucht hat, fand das eigentümliche Verhältnis, dass die Winkelgeschwindigkeit der Flecke um so geringer ist, je weiter sie vom Pole entfernt liegen. In der Nähe des Äquators wird die „siderische“ Rotationszeit der Sonne 25 Tage, 20° vom Äquator erreicht sie

25,75 Tage, 30^0 davon 26,5 und 45^0 davon 27,5 Tage. Die Flecke sind nun hauptsächlich in den Sonnenbreiten 10^0—35^0 vertreten, folglich kann man aus der Bewegung derselben nicht viel über die Umdrehungsgeschwindigkeit der Sonne in anderen Entfernungen vom Äquator schliessen. Carrington stellte die Formel auf:

$$X = 865' - 165' \sin^2 B,$$

worin X die Bogenlänge in Minuten bedeutet, welche ein Fleck in der Breite B Grad vom Sonnenäquator in einem Tag beschreibt. Für $B = 0$, d. h. für den Sonnenäquator erhält man den Wert $X = 865' = 14{,}41^0$, d. h. die Umdrehungszeit (siderische) der Sonne wird in diesem Falle $360^0 : 14{,}41^0 = 24{,}98$ oder rund 25 Tage. Die Beobachtungen von Carrington sind in späterer Zeit durch Spörer, Young, Tacchini u. a. aufs beste bestätigt worden.

Um die Rotationszeit der Sonne in anderen Breiten kennen zu lernen, hat Dunér die Bewegung der Photosphäre (eigentlich der umkehrenden Schicht, welcher die Photosphäre unmittelbar überlagert) in der Sichtlinie mit Hilfe des Dopplerschen Prinzips aus der Verschiebung der Spektrallinien an den beiden Sonnenrändern bestimmt. Er erhielt die folgenden täglichen Bogen ξ oder siderischen Umdrehungszeiten U in den Breiten φ.

φ	ξ	U	φ	ξ	U
$0{,}4^0$	$14{,}14^0$	$25{,}46^d$	45^0	$11{,}99^0$	$30{,}03^d$
15,0	13,66	26,35	60	10,62	33,90
30,0	13,06	27,57	74,8	9,34	38,55

Diese Zahlen bestätigen das aus der Beobachtung der Flecke gewonnene Resultat, dass der Sonnenäquator die kürzeste Umdrehungszeit besitzt, und dass diese um so länger wird, je mehr man sich dem Pole nähert.

Endlich hat der russische Physiker Stratonoff die scheinbare Bewegung der Fackeln dazu benutzt, die Umdrehungsgeschwindigkeit der Sonne zu bestimmen. Er fand folgende Zahlen:

φ	ξ	U	φ	ξ	U
(5°) 0—9°	$14{,}61^0$	$24{,}64^d$	(25) 20—29	$14{,}14^0$	$25{,}46^d$
(15) 10—19	14,24	25,29	(35) 30—40	13,61	26,46

welche wiederum in dieselbe Richtung gehen. Danach wäre der tägliche Rotationsbogen am Äquator etwa 14,8° und die entsprechende Rotationszeit etwa 24,32 Tage.

Es ist nun sehr auffallend, dass diese Bestimmung der Rotationszeit am Äquator recht verschieden ausfällt, indem dieselbe für die Fackeln die kürzeste (24,32 Tage), für die umkehrende Schicht die längste (25,46) und für die Flecke eine mittlere (24,98 Tage) Zeit verlangt. Auch für andere Breiten gilt dasselbe Verhältnis, dass sich die Fackeln am schnellsten, die umkehrende Schicht am langsamsten umdreht, wie folgende kleine Tabelle anzeigt:

Breite	Siderische Umdrehungszeit der		
	Fackeln	Flecke	Photosphäre
0°	24,32	24,98	25,46
15°	25,26	25,44	26,35
30°	25,48	26,53	27,57

Je näher die untersuchte Gegend zum Pole liegt, desto grösser scheint der Unterschied zu werden.

Wir wissen nun, dass die Fackeln höher liegen als die übrige Photosphäre. Wir kommen folglich zu dem Schluss, dass die äusseren Partieen der Sonne (soweit wir dieselben wahrnehmen können), grössere Winkelgeschwindigkeit besitzen als die tiefer liegenden. Zu demselben Schluss ist Jewell gelangt aus Beobachtungen über die Verschiebung der Spektrallinien in verschiedenen Tiefen (unter verschiedenen Drucken bei verschiedenen chemischen Bestandteilen der Sonne, vgl. oben S. 31). Eine Folgerung aus dieser Deutung der Thatsachen ist, dass die Flecke etwa in der mittleren Höhe zwischen Fackeln und der umkehrenden Schicht, folglich (im Mittel) über dieser, gelegen sind, was mit den neueren Ansichten aufs beste übereinstimmt.

Diese Erscheinung, dass die äquatorialen Teile grössere Winkelgeschwindigkeit besitzen, ist sehr auffallend. Denn, wenn auf der Sonnen- wie auf der Erdoberfläche Strömungen vom Pol zum Äquator und umgekehrt stattfänden, so würde, wie im Luftmeer der Erde, das Gegenteil von dem beobachteten Thatbestand zutreffen, die äquatorialen Gegenden würden die geringste Winkelgeschwindigkeit besitzen. Es müssen vielmehr vertikale Strömungen zu Hilfe gezogen werden. Schon John Herschel war der Ansicht, dass in die Sonne hineinfallende Meteore, welche hauptsächlich in der Nähe des Äquators hineinstürzen sollten, die betreffende Erscheinung hervorrufen. Man müsste dann

annehmen, dass die Meteore im Mittel sich in derselben Richtung bewegten, wie die Sonnenrotation verlangt, aber mit grösserer Geschwindigkeit als die Sonnenoberfläche. Obwohl dies nicht ganz undenkbar wäre, ist es wohl doch ziemlich unwahrscheinlich und stösst auf eine entschiedene Schwierigkeit. Es müsste nämlich nach dieser Ansicht die drehende Bewegung der Sonne beschleunigt werden, und dies ist seit Scheiners Zeit (nahezu 300 Jahren), nach seinen Sonnenfleckenbeobachtungen zu urteilen, nicht der Fall gewesen. Und doch müsste diese Beschleunigung dazu genügen, um, nach Dunérs Messungen, die Umdrehungsgeschwindigkeit des Sonnenäquators trotz der Reibung etwa 50 Proz. über derjenigen der polaren Gegenden zu erhalten.

Mehr Beachtung verdient die Erklärung von Young. Wir wissen nach Deslandres, dass die höheren Schichten (der Corona) etwa dieselbe Winkelgeschwindigkeit besitzen, wie die unterliegenden Oberflächenschichten der Sonne. Wenn also Körper von den höheren Schichten auf die Oberfläche (Photosphäre) hinunterfallen, so muss die Winkelgeschwindigkeit beschleunigt werden. Diese Wirkung ist unter übrigens gleichen Umständen am grössten beim Äquator und am geringsten an den Polen. Es muss aber eine ausserordentlich starke und deshalb unwahrscheinliche Strömung angenommen werden, um die beobachtete Erscheinung zu erklären.

Die Äquatorialebene der Sonne bildet einen kleinen Winkel mit der Ekliptik. Dieser Winkel beträgt etwa 7^0. Die beiden genannten Ebenen schneiden einander längs einer Geraden, die durch die zwei sogenannten Noden oder Knoten auf der Ekliptik geht, welche eine Länge von etwa 70 resp. 250^0 besitzen. Diese beiden Knoten werden von der Erde am 3. Juni und am 5. Dezember durchlaufen. Die Sonnenachse geht durch einen Punkt auf dem nördlichen Himmel, welcher ungefähr in der Mitte zwischen Wega und Polarstern liegt.

Frequenz der Flecke, Fackeln und Protuberanzen. Wolfer fand, dass die Flecke und die Fackeln einander folgen, was scheinbar mit der Stratonoffschen Auffassung in Widerspruch steht. Es lassen sich aber die beiden Ansichten vereinigen, wenn man annimmt, dass immer neue Fackeln um die Flecke entstehen, dann durch die ungleiche Bewegung von den Sonnenflecken getrennt werden und allmählich zugrunde gehen, wonach neue Fackeln wieder in der Nähe der Flecke gebildet werden. Es wird folglich das Fackelmaximum in der Nähe des Fleckenmaximums verbleiben. Die Fackelmaxima waren in den Jahren 1887—89 um zwei Punkte konzentriert, die einander un-

gefähr diametral gegenüberlagen (sie waren nach Wolfer 155° voneinander entfernt). Dies deutet darauf hin, dass die grösste Eruptionsthätigkeit an bestimmte Stellen gebunden ist.

Im allgemeinen zeigt die südliche Halbkugel der Sonne eine lebhaftere Wirksamkeit als die nördliche. Die Flecke kommen in zwei Zonen auf der Breite von 5—30° nördlich und südlich vom Äquator vor. Über dem 35. Breitegrad sind sie sehr, über dem 45. ausserordentlich selten. In der Nähe der Pole werden sie nie beobachtet. Die Fackeln gehen etwas weiter hinaus, besonders auf der südlichen Hemisphäre. Nördlich von + 30° und südlich von — 50° sind sie recht selten. Noch

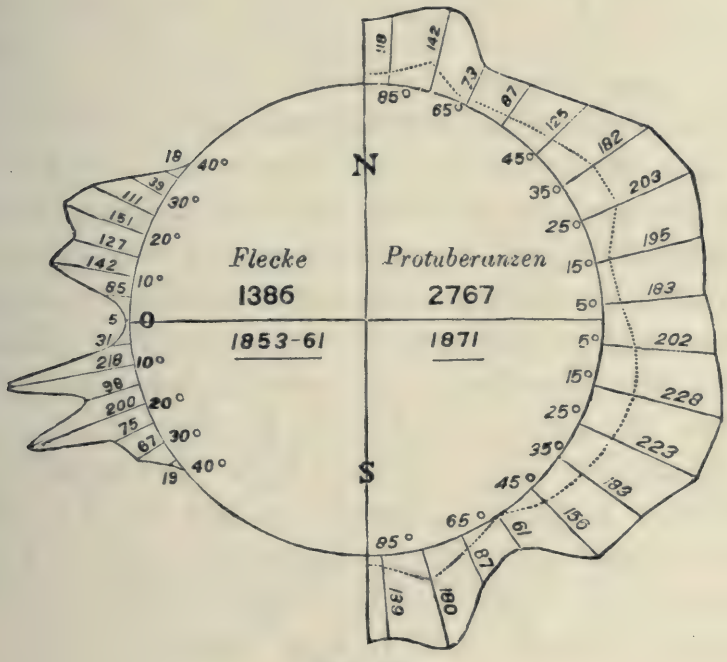


Fig. 46.

gleichmässiger sind die (ruhenden) Protuberanzen verteilt, sie sind sogar bei den Polen nicht selten, am meisten erscheinen sie in einem Gebiet zwischen + 60° und — 70°.

Die Figur 46 giebt zum Vergleich ein Diagramm über die Verteilung von 1386 Flecken in den Jahren 1853—61 nach Carrington und von 2767 Protuberanzen im Sonnenfleckenjahr 1871 nach Secchi. Man sieht, dass in diesem Jahre die Protuberanzenzahl in der Nähe des Äquators ein sehr schwaches Minimum besass, um nach zwei ziemlich flachen Maximis zu zwei recht scharfen Minimis in der Nähe des 60. Breitengrades abzunehmen. An den Polen nehmen die Protuberanzen wieder etwas zu und zeigen ein neues Minimum am Pole selbst.

Die punktierte Linie in Fig 46 giebt die Zahl der höheren Protuberanzen (über $1' = 43000$ km) an verschiedenen Breitegraden an. Diese zeigen dieselbe Veränderlichkeit, wie die Totalzahl der Protuberanzen, aber noch etwas ausgeprägter.

Carrington hat gefunden, dass die Flecke zwischen 20^0 nördlicher und südlicher Breite sich gegen den Äquator langsam mit einer mittleren Geschwindigkeit von $1'—2'$ pro Tag hinbewegen. Dagegen streben die Flecke in höheren Breiten etwas dem Pole zu. Eine ähnliche Bewegung hat Stratonoff bei den Fackeln konstatiert. Es verhält sich demnach so, als ob diese Gebilde von dem Gebiet, wo sie in maximaler Häufigkeit auftreten (etwa 20^0 n. und s. Br.), abgestossen würden. Ebenso stossen sich die verschiedenen Flecke gegenseitig ab. Bei schnellen Veränderungen eines Fleckes verschiebt sich dieser häufig sozusagen sprungweise in der gewöhnlichen Bewegungsrichtung.

Nach diesen Messungen von Carrington und Secchi ist die Sonnenwirksamkeit etwas grösser auf der südlichen Sonnenhälfte, indem auf dieser 708 Sonnenflecke und 1459 Protuberanzen vorkamen, gegen 673 Flecke und 1308 Protuberanzen auf der nördlichen Hemisphäre. Eine eigentümliche, aber wahrscheinlich bedeutungsvolle Ausnahme von diesem allgemeinen Verhalten zeigen die Gegenden in der Nähe des Sonnenäquators, was Flecke und Fackeln betrifft. So ist die Zahl der Flecke auf 5^0 südlicher resp. nördlicher Breite 31 bez. 85 (vgl. Fig. 46).

Zu denselben Schlüssen gelangen wir aus den folgenden Daten, welche einer Statistik über die Verteilung der Flecke, Fackeln und Protuberanzen für die Periode von 1890 Juli bis 1897 September nach den Berechnungen von Tacchini in Rom entnommen sind.

Verteilung der Flecke.

Breite	$+40^0$	30	20	10	0	-10	-20	-30	-40
Fleckenzahl . .		12	194	512	297	252	601	295	27

Verteilung der Fackeln.

Breite	$+50^0$	30	20	10	0	-10	-20	-30	-50^0
Fackelzahl . . .		124	581	1009	798	758	1137	894	335

Verteilung der Protuberanzen.

Breite . . .	$+90^0$	60	40	20	0	-20	-40	-60	-90
Protuberanzzahl . . .		381	1069	2305	1716	1899	2797	1193	633

Diese Zusammenstellung zeigt für alle drei Phänomene eine stärkere Frequenz auf der südlichen Hemisphäre der Sonne. Das Maximum

der Flecke bei etwa $\pm 15^0$ ist sehr scharf ausgeprägt, weniger scharf dasjenige der Fackeln an derselben Stelle und am wenigsten tritt das Maximum der Protuberanzen (um etwa $\pm 25^0$) hervor.

Die Überlegenheit der südlichen Hemisphäre zeigt sich hier noch deutlicher als in den oben gegebenen Daten von Carrington und Secchi, indem die Anzahl der Erscheinungen auf der nördlichen und der südlichen Sonnenhalbkugel folgendermaassen verteilt ist:

	nördl.	südl.	5^0 N.	5^0 S.
Flecke	1015	1175	297	252
Fackeln . . .	2512	3124	798	758
Protuberanzen .	5471	6522	—	—

Zum Vergleich ist unter 5^0 N. und 5^0 S. die Anzahl der Flecke und Fackeln zwischen Äquator und 10^0 nördlicher bezw. südlicher Sonnenbreite angegeben. Es verhält sich gewissermaassen so, als ob der meteorologische Äquator mit dem Sonnenfleckenminimum etwas südlich vom geographischen Äquator läge. In ähnlicher Weise liegt der meteorologische Äquator der Erde etwas nördlich vom geographischen.

Die Maxima verschieben sich in den Jahren von geringer Sonnenfleckenfrequenz nach dem Äquator hin, wie die folgenden Daten zeigen:

Flecke 1897 Jan.—Sept.

Breite . . .	40^0	30^0	20^0	10^0	0	-10^0	-20^0	-30^0	-40^0
Frequenz . .	0	0	11	33	49	39	0	0	

Fackeln 1895 Okt.—1896 Dez.

Breite . . .	50^0	30^0	20^0	10^0	0	-10	-20	-30	-50^0
Frequenz . .	24	47	90	122	154	149	73	47	

Protuberanzen 1897 Jan.—Sept.

Breite . . .	90	60	40	20	0	-20	-40	-60	-90^0
Frequenz . .	10	128	112	129	281	134	112	16	

Die Ursache der ungleichmässigen Verteilung der Flecke ist unbekannt. Sie steht ohne Zweifel mit der ungleichmässigen Oberflächenbewegung in Zusammenhang. Man hat häufig Schwierigkeiten gehabt, die ausserordentliche Kraft der Eruptionen auf der Sonne zu erklären, da doch keine starre Kruste einen schnellen Ausgleich der Druckdifferenzen verhindert. Diese Schwierigkeit dürfte aber zum Teil verschwinden, wenn man bedenkt, dass die Gase der Sonne zufolge der hohen Temperatur und Dichtigkeit eine grosse innere Reibung besitzen, so dass sie nach ihrer Konsistenz am ehesten mit Theer oder Honig

zu vergleichen sind (nach Young). Die oberen Schichten geben demnach nur langsam einem inneren Drucke nach. Man kann sich dann den Vorgang so vorstellen: Im Innern der Sonne existieren sehr stark kondensierte Gase, die sehr viele Atome in einer Molekel enthalten und deren Bildung mit einer ganz enormen Energieaufspeicherung verbunden ist. Diese Umstände entsprechen dem kolossalen Druck und der nach Millionen Graden zählenden Temperatur im Sonneninnern. Angenommen, es findet durch irgend eine Ursache eine Verschiebung einer solchen Gasmasse zu höheren Schichten mit niedrigerer Temperatur und geringerem Druck statt, so zerfallen die stark zusammengesetzten Molekeln ausserordentlich schnell, explosionsartig, denn alle Reaktionsgeschwindigkeiten verlaufen bei sehr hohen Temperaturen unerhört schnell. Dadurch entsteht eine heftige Zunahme des Druckes und der Temperatur, welche kurze Zeit weiteren Zerfall verhindert, bis die umliegenden Schichten zur Seite gedrückt und erwärmt worden sind, wonach neuer Zerfall eintritt. Wahrscheinlicherweise spielt der Wasserstoff und der Kohlenstoff in diesen vielatomigen chemischen Verbindungen eine grosse Rolle, wie ja diese Bestandteile das hauptsächlichste Material zu den am meisten zusammengesetzten Stoffen, die wir auf der Erde kennen, liefern. Es ist demnach zu vermuten, dass bei der grossen Rolle, welche Wasserstoff und Kohlenstoff auf der Sonne spielen, komplicierte Hydrüre und Carbide, sowie Kohlenwasserstoffe einen bedeutenden Teil der zerfallenden Gase ausmachen. Beim Zerfall entstehen Wasserstoff, Kohlenstoff und freie Metalle, welche mit grosser Gewalt zur Oberfläche hinstürzen. Da fällt der Kohlenstoff aus und bildet Fackeln, die Metalle und der Wasserstoff bilden die Protuberanzen, welche den Fackeln folgen. Durch diese Eruptionen steigt der Gasdruck in den oberen Schichten, die Gase fallen zurück und bilden ein Druckmaximum mit hinabsteigender Gasbewegung, welches dem Fleck entspricht. Ein Fleck mit umgebenden Fackeln wäre demnach als ein Gasdruckmaximum mit umgebenden kleinen Minimis anzusehen. Der Fleck ist, wie das Barometermaximum, relativ ruhig, die Fackeln, wie die Minima, bewegen sich relativ schnell und ändern dabei ihre Form.

Die Temperatur der Sonne. Es ist natürlich eine sehr hohe Temperatur in der Sonne anzunehmen. Die Temperatur der Sonne, welche wir schätzen können, ist diejenige der Photosphäre. In älteren Zeiten betrachtete man sie, nach ihrer Strahlung, als sehr hoch, so z. B. schätzte sie Secchi zu 5 Millionen Grad, Ericsson zu 2,5 Millionen Grad.

Inzwischen hat man immer mehr der Ansicht zugeneigt, dass die Temperatur der Photosphäre nicht allzu sehr die höchsten irdischen Temperaturen (in sehr intensiven Lichtbogen), welche gegen 4000° C. erreichen, übertreffe. Die Schätzungen der jüngsten Zeit stimmen recht gut untereinander. So z. B. maass Le Chatelier diejenige Wärmestrahlung von Körpern bei verschiedenen Temperaturen, welche durch ein rotes Glas gehen. Damit verglich er die entsprechende Strahlung der Sonne und gelangte so zu einem Wert von etwa 7600° C. Aus der Lage des Strahlungsmaximums im Sonnenspektrum, welches bei 0,5 μ liegt, und derjenigen für strahlende Körper (Kupferoxyd, Eisenoxyd und Russ), welche dem Gesetze gehorchen:

$$\lambda_{max}\, T = 2950$$

(worin λ_{max} die Wellenlänge in μ des Strahlungsmaximums und T die absolute Temperatur des strahlenden Körpers angiebt), erhält man den Wert $T = 5400$ (nach Paschen). Wilson und Gray fanden aus der Strahlungsintensität der Sonnenmitte, wobei sie annahmen, dass die Erdatmosphäre 29 Proz. der Strahlung von der im Zenith stehenden Sonne verschluckt, 6200° C., welchen Wert sie später auf 8000° C. korrigierten. Als Strahlungsgesetz benutzten sie dasjenige von Stefan. Warburg findet in ähnlicher Weise etwa 6000° C.

Zuletzt wollen wir eine Schätzung von Scheiner erwähnen. Er fand die Magnesiumlinie 448,2 $\mu\mu$ sehr stark im Spektrum der Sterne vom Typus 1, z. B. Sirius, entwickelt. Dieselbe Linie war schwächer in den Sternspektren vom Typus 2a (z. B. Sonne) und fehlte in denjenigen vom Typus 3 (z. B. α Orionis). Sie wird auch im Funkenspektrum, dessen Temperatur Scheiner ziemlich willkürlich auf 15000° C. schätzt, wiedergefunden, dagegen nicht im Bogenspektrum (etwa 4000° C.). Ganz umgekehrt verhält sich die Magnesiumlinie 435,2 $\mu\mu$, welche im Bogenlicht, sowie in den Sternenspektren von den Typen 3 und 2a zu sehen ist, dagegen nicht in dem Funkenspektrum noch im Sternenspektrum vom Typus 1. Daraus schliesst Scheiner, dass die Temperatur der umkehrenden Schicht der Sonne zwischen 4000° und 15000° C. liegt, dagegen hat die umkehrende Schicht des α Orionis (Beteigeuze) eine Temperatur von nur 3—4000° C. Diese Schätzung dürfte etwas unsicher sein, da die Masse der strahlenden Dämpfe auch eine grosse Rolle bei der Emission spielt, und wir sehr wenig über diese Grösse unterrichtet sind.

Die Temperatur des Innern der Sonne ist natürlicherweise viel

höher als diejenige der Photosphäre. Aus der sogenannten adiabatischen Wärmeverteilung auf der Sonne, d. h. der Wärmezunahme der Sonnengase, wenn man sie von der Photosphäre zu einer bestimmten Tiefe mit bekanntem höheren Druck führte, könnte man sie berechnen. Es ist aber für diese Berechnung eine Kenntnis der specifischen Wärme der Sonnengase nötig, welche wir keineswegs besitzen.

Schuster berechnet die Zunahme an der Oberfläche zu etwa 200° C. pro Kilometer, was 15000° C. pro Bogensekunde ausmacht. Oppolzer schätzt die letzterwähnte Grösse zu ungefähr 6000° C. pro Bogensekunde. Da der Sonnenradius rund $16' = 960''$ lang ist, würde nach diesen Berechnungen die Temperatur im Centrum der Sonne den enormen Wert von etwa 6—15 Millionen Grad betragen. Da aber das dichte Gas im Sonneninnern bei weitem nicht so kompressibel ist, wie ein ideales Gas, dürften diese Extrapolationen zu allzu hohen Werten führen. Zu einem noch höheren Wert, 200 Millionen Grad, führt die Theorie von Lord Kelvin, zu einem niedrigeren, etwa 5 Millionen Grad, eine Berechnung von Ekholm. Der letzterwähnte Wert, der mit dem Oppolzerschen gut stimmt, dürfte unter den angeführten der wahrscheinlichste sein.

Die Periodicität der Sonnenflecke. Bei Beobachtungen über die Sonnenflecke fand man schon früh, dass dieselben in einigen Jahren ausserordentlich spärlich vorkommen, in anderen Jahren dagegen ungewöhnlich häufig sind. Die Veränderung in der Anzahl der Sonnenflecke geht nach einer bestimmten Regelmässigkeit vor sich, und Schwabe fand (1843), dass diese Anzahl eine periodische Änderung erleidet, deren Länge etwa 11 Jahre beträgt. Dieser Befund ist nachher von allen Solarforschern bestätigt worden und speciell von dem bekannten Physiker Wolf, welcher die sogenannten Relativzahlen eingeführt hat. Die Sonnenflecke, deren Anzahl f an einem bestimmten Tage sein mag, kommen gruppenweise verteilt vor. Wenn die Anzahl der Gruppen q war, berechnete Wolf eine Relativzahl (r) der Sonnenflecke nach der Formel:

$$r = 10\,q + f.$$

Er maass also einem einzelnen Fleck eine weit geringere Bedeutung zu als einer Fleckengruppe. Aus diesen Relativzahlen für jeden Tag bildete er Monats- und Jahresmittel. Mit Hilfe älterer Beobachtungen konnte er die Relativzahl auch für ältere Zeiten berechnen. Wegen der enormen Wichtigkeit dieser Relativzahlen der Sonnenthätig-

keit teilen wir dieselben hier für die Jahre mit, in welchen Maxima und Minima vorkommen (vgl. Figg. 47*c* und 49*A*):

1750	55	61	66	69	75	78	84	87	98
83,4	9,6	85,8	11,4	106,1	7,0	154,4	10,2	132,0	4
1804	10	16	23	30	33	37	43	48	
73,1	0,0	46,4	1,8	70,7	8,5	138,2	10,7	124,3	
1856	60	67	70	78	84	89	93	1900	
4,3	95,7	7,3	139,1	3,4	63,7	6,3	85,2	10?	

Vor dieser Zeit traten Maxima in den Jahren 1616, 26, 40, 49, 60, 75, 85, 93, 1705, 18, 28 und 39, Minima in den Jahren 1611, 19, 34, 45, 55, 66, 80, 90, 99, 1712, 24, 34 und 45 ein. Die Periodenlänge ist, wie

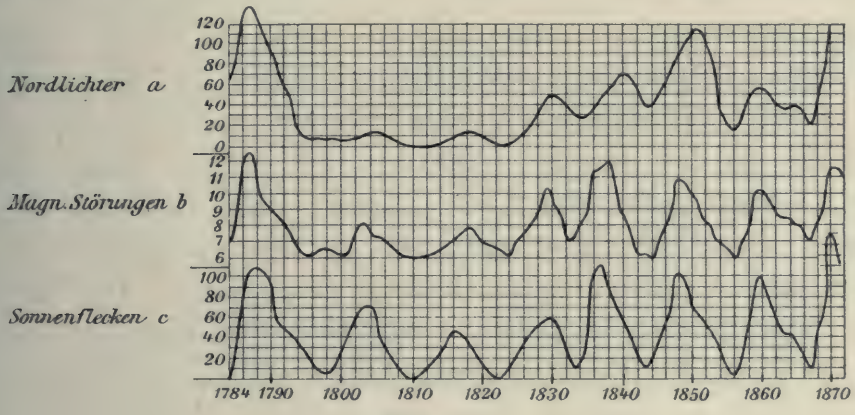


Fig. 47.

aus den Zahlen ersichtlich, nicht immer gleich, wie man von astronomischen Perioden gewöhnt ist, sondern schwankt zwischen 7 (1830 – 37) und 17 (1787—1804) Jahren. Die mittlere Länge hat Wolf zu 11,2 Jahren ermittelt. Die unterste Kurve, Fig. 47 und die oberste in Fig. 49, giebt die Schwankung der Relativzahlen seit 1784 an.

Eine sehr bemerkenswerte Eigentümlichkeit bietet der Umstand, dass der aufsteigende Teil der Kurve sehr steil verläuft, indem derselbe sich nur über etwa 4,5 Jahre erstreckt, im Vergleich zum absteigenden Ast, der etwa 7 Jahre ausfüllt (vgl. Figg. 47 und 49). Kleine Erhebungen auf dem absteigenden Ast sind sehr häufig. In den letzen Jahren des achtzehnten und den ersten dreissig Jahren des neunzehnten Jahrhunderts war die Schwankung relativ unbedeutend.

Dieser Umstand ist höchst bemerkenswert, da gerade für diese Zeit in den Regelmässigkeiten der meteorologischen Erscheinungen (vgl. unten), die mit den Sonnenflecken zusammenhängen, ein sehr wenig

ausgeprägter bisweilen sogar entgegengesetzter Gang beobachtet worden ist, verglichen mit demjenigen in anderen, normalen, Zeitabschnitten.

Die Ursache dieser eigentümlichen Periodicität ist Gegenstand sehr eingehender Discussionen gewesen, jedoch bisher ohne nennenswerten Erfolg. De la Rue und Balfour Stewart glaubten schliessen zu können, dass die Konjunktion von grösseren Planeten, besonders Jupiter, dessen Umlaufszeit (11.87 Jahre) nicht allzu weit von der Länge der Sonnenfleckenperiode entfernt ist, mit Venus und Merkur, von Einfluss ist. Es ist schwer einzusehen, wie die Planeten dabei wirken sollten. Am ehesten wäre an eine Art Gezeitenwirkung zu denken, wobei Konjunktionen eine Art Springflut zustande bringen würden. Wenn man aber bedenkt, dass die Wirkung von Venus auf die Sonne etwa den 750. Teil derjenigen von der Sonne auf die Erde und diejenige des Jupiter und Merkur auf die Sonne nur den 1000. Teil dieser erreicht, so verliert diese Art, die Sache anzugreifen, gänzlich den Boden (Young). Die Sonne bewirkt nämlich auf tiefen Wässern eine Flutwelle von etwa 30 cm Höhe um den Äquator der Erde. Es würden danach die drei Planeten im Stande sein, eine Welle von etwa 1 mm Höhe auf der Sonne zu erregen. Diese Ziffer giebt jedenfalls die Grössenordnung richtig an.

Eher wäre die Meteorenhypothese zu verwenden. Der Meteorenschwarm, welcher nach Herschels Ansicht die Sonnenflecke verursacht, könnte eine Umlaufszeit von etwa 11,2 Jahren besitzen und dadurch eine periodische Wirkung ausüben. Eine Schwierigkeit bietet in diesem Fall die Verteilung der Flecke, welche gerade am Äquator, wo sie nach der Meteorenhypothese am häufigsten vorkommen sollten, sehr spärlich erscheinen.

Übrigens hat diese Hypothese, wie alle anderen astronomischen Hypothesen, die Schwierigkeit zu überwinden, welche in der grossen Schwankung der Periodenlänge begründet ist und mit einer astronomischen, von den Bewegungen anderer Himmelskörper herrührenden Ursachen vollkommen unvereinbar erscheint. Vielmehr erinnert die Erscheinung an die Periodicität der Ausbrüche von Geysirn. Man hat demnach bisweilen versucht, die Entstehung der Sonnenflecke in derselben Weise wie diejenige der Geysirausbrüche zu erklären.

Zusammenhang der Sonnenfleckenfrequenz mit dem Erdmagnetismus. Es hat sich nun herausgestellt, dass die Sonnenfleckenperiode sich in vielen irdischen Erscheinungen geltend macht. Besonders ist dies der Fall mit den Variationen der Stellung der Magnetnadel und der Häufigkeit der Nordlichter, welche beiden Erscheinungen

miteinander sehr nahe verknüpft sind. Der Zusammenhang ist ohne weiteres aus den Kurven in Fig. 47 ersichtlich, von welchen die oberste die Anzahl der Nordlichter, die mittleren die Frequenz der magnetischen Störungen und die untere die Frequenz der Sonnenflecke in jedem Jahre von 1784 bis 1871 wiedergiebt. Jedoch ist dieser Zusammenhang von Faye und Lord Kelvin bestritten worden. Dieser berühmte Forscher denkt sich die Sache folgendermaassen. Damit die Sonne die Stärke des erdmagnetischen Feldes um 0,001 ihres Betrages beeinflussen könnte, müsste die Sonne ein Magnet von 12000 mal so grosser Stärke als der Erdmagnet sein. Nun kommen Störungen, die der Sonnenthätigkeit zugeschrieben werden, vor, welche das Erdmagnetfeld um den 30. Teil verändern. Man müsste demnach plötzliche ausserordentlich starke Änderungen des Sonnenmagneten annehmen. Übrigens verhält sich der Gang der irdischen Magnetnadel nicht so, wie man aus der Annahme, die Sonne sei ein ungeheuerer Magnet, zu schliessen berechtigt wäre. Da also der übereinstimmende Gang der Sonnenflecke und der Magnetnadel nicht durch eine ähnliche Annahme erklärt werden kann, so behauptet Lord Kelvin, dass die erwähnte Übereinstimmung nur zufällig sei. Man muss aber die Elemente der Wahrscheinlichkeitsrechnung ganz ausser Acht lassen, wenn man den parallelen Gang der Kurven *b* und *c* in Fig. 48 für ein Spiel des Zufalls erklärt. „Dass die Sonnenflecke mit dem Erdmagnetismus im Zusammenhange stehen, unterliegt keinem Zweifel“ (Young).

Kurz nachdem Schwabe seine Beobachtungen über die Veränderlichkeit der Sonnenflecke in den Jahren 1826—1851 veröffentlicht hatte, machten gleichzeitig Sabine in England, Gautier in Frankreich und Wolf in der Schweiz auf das Zusammenfallen der Maxima und Minima der von Lamont 1850 nachgewiesenen Periode der magnetischen Schwingungen mit den Maxima und Minima in der Sonnenfleckenperiode aufmerksam. Um das nahe Zusammenfallen der beiden Perioden in neuerer Zeit hervorzuheben, mögen folgende Jahreszahlen und Werte der Maxima und Minima der täglichen Veränderlichkeit der Deklination in Prag und die Jahre der Extremwerte in der Zahl der Sonnenflecke angeführt werden.

Jahr	1856	1859	1867	1871	1878	1883	1889
Variation, beob. .	5,98′	10,36′	6,95′	11,43′	5,65′	8,34′	5,99′
„ ber. .	6,08	10,20	6,22	12,15	6,04	8,76	6,17
Jahr	1856,0	60,1	67,2	70,6	78,9	84	89
Sonnenfleckenzahl	4,3	95,7	7,3	139,1	3,4	63,7	6,3

Die Übereinstimmung im Gange der beiden Erscheinungen ist so ausgeprägt, dass man die tägliche Veränderlichkeit der Deklination v für verschiedene Orte nach folgender Formel berechnen kann:

$$v = a + b\,r,$$

worin r die Relativzahl der Sonnenflecke, a und b zwei Konstanten bedeuten, welche für Prag den Wert 5,89′ resp. 0,045′ besitzen. Die so berechneten Werte stimmen vorzüglich mit den beobachteten überein, nicht nur für die Jahre der Maxima und Minima, wie obenstehende Daten zeigen, sondern ebensogut in anderen Jahren.

Die Grösse von a und b an verschiedenen Orten ist in folgender Tabelle wiedergegeben.

	Breite	a	b	b_1
Christiania	59,55	4,94′	0,037	0,032
Barnaul (Sibirien) . .	53,19	3,53	0,028	0,023
Berlin	52,30	6,62	0,042	0,042
Greenwich	51,30	6,67	0,039	0,042
Prag	50,5	6,12	0,040	0,039
Wien	48,13	5,13	0,039	0,033
München	48,9	6,74	0,042	0,043
Mailand	45,28	5,28	0,043	0,034
Toronto	43,40	7,96	0,040	0,051
Trevandrum (Indien) .	8,30	0,24	0,007	0,002
Batavia	— 6,11	— 3,16	— 0,016	— 0,016
Hobarton (Tasmanien) .	— 42,53	— 7,17	— 0,032	— 0,046

Ein —Zeichen giebt an, dass das nach Norden gerichtete Ende des Magneten am Tage mehr gegen Osten zeigt als in der Nacht, in den anderen Fällen bewegt sich das Nordende am Tage mehr gegen Westen als in der Nacht. Die beiden Grössen a und b laufen nahezu miteinander parallel, wie aus den mittels der Formel $a = 157\,b$ berechneten, unter b_1 stehenden, Werten hervorgeht, gehen etwas nördlich vom Äquator durch Null, sind noch nördlicher positiv, südlicher negativ. Sie nehmen mit steigender Breite erst zu, gehen durch ein Maximum auf etwa 47° Breite und nehmen wieder gegen die Pole hin ab. Schuster hat gezeigt, dass die Ursache dieser Schwankungen ausserhalb der Erdoberfläche (vermutlich in der Luft) liegt.

Ebenso wie die Deklination erleiden die anderen magnetischen Ele-

mente, Horizontalintensität und Inklination Schwankungen, welche der Sonnenfleckenperiode folgen.

Sonnenflecke und Nordlichter. Da die magnetischen Variationen äusserst eng, wie Celsius und Hiorter entdeckten, mit den Nordlichtern verknüpft sind, so lag die Vermutung nahe, dass die Nordlichter derselben Periode wie die Sonnenflecke folgen würden. Dies wurde auch von Loomis und später von Fritz nachgewiesen, wie die Kurven *a* und *c* in Fig. 47 sehr deutlich machen. Indessen scheint der Zusammenhang nicht sehr einfach zu sein. Tromholt glaubte für einige Stationen in Island und Grönland einen entgegengesetzten Gang des Nordlichtes gegen denjenigen der Sonnenflecke nachweisen zu können. Spätere Beobachtungen aus diesen Gegenden lassen keinen deutlichen Zusammenhang dieser beiden Erscheinungen erkennen. Auch neuere Beobachtungen aus Schweden und Norwegen, sowie Nordamerika, zeigen bei weitem keine so gute Übereinstimmung wie die Kurven *a* und *c* in Fig. 47. Dagegen ist die Übereinstimmung der Periode der Südlichter mit derjenigen der Sonnenflecke eine noch viel auffälligere als diejenige der Nordlichter. Überhaupt scheint es, dass, wenn man die Polarlichter möglichst vollständig notiert, ihre ausgesprochene elfjährige Periodicität zum Teil verloren geht. Dies muss ja der Fall sein, wenn man in solchen Gegenden beobachtet, wo Nordlichter beinahe in jeder Nacht, sowohl in sonnenfleckenreichen als auch in sonnenfleckenarmen Jahren vorkommen. Wenn man aber nur die auffälligsten Polarlichter notiert oder in solchen Gegenden arbeitet, wo diese seltene Erscheinungen sind, so tritt die elfjährige Periode sehr scharf hervor, wie die Zusammenstellungen von Loomis und Fritz (Kurve *a* in Fig. 47) aus älteren Jahren zeigen. Noch mehr tritt dies bei den relativ spärlich beobachteten Südlichtern hervor.

Fortpflanzung der magnetischen Störungen. Es ist viel darüber geforscht worden, wie lange Zeit die magnetischen Störungen und die Nordlichter nach den Störungen auf der Sonne erscheinen. Wenn man dies feststellen könnte, so hätte man ein Maass für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des erwähnten Einflusses und könnte Schlüsse in Bezug auf dessen Natur ziehen. Unmittelbar nach der von Carrington und Hodgson beobachteten grossen Eruption vom 1. September 1859 (vgl. S. 96) auf der Sonne zeigte die Magnetnadel einen heftigen magnetischen Sturm an. Auch Young hat am 3. und 5. August 1872 ähnliche Koinzidenzen von Störungen auf der Sonne und magnetischen Störungen beobachtet. Es giebt wohl auch einige spätere der-

artige Beobachtungen (von Wild), welche eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der magnetischen Störung, die der Lichtgeschwindigkeit gleichkäme, andeuten. Aber eine genaue Prüfung dieses schwierigen Gegenstandes hat die Vorstellung von einer solchen Koinzidenz stark erschüttert. So z. B. spricht sogar Sidgreaves die Ansicht aus, dass wegen der mangelnden Gleichzeitigkeit der magnetischen Stürme und der Störungen auf der Sonnenoberfläche kein direkter Zusammenhang zwischen diesen beiden Erscheinungen bestehe, sondern „die gemeinsame Ursache beider Erscheinungen liege in Anhäufungen von kosmischem Staub, welche das Sonnensystem bei seiner Wanderung durch den Raum passiert". Ebenso bemerkt Palazzo, dass die Ansicht von Marchand, dass Sonnenflecke bei ihrem Durchgang durch den mittleren Meridian der Sonne magnetische Störungen hervorrufen, nicht gern richtig sein könne. Denn bei der Passage eines kolossalen Sonnenfleckens über die Sonnenmitte am 6—7. August 1893 trat wohl eine magnetische Störung ein, eine andere Störung, die noch heftiger war, ging aber 12 Stunden voraus, und als der Fleck das nächste Mal am 2.—3. September durch die Sonnenmitte ging, war nicht die geringste magnetische Störung zu bemerken. Eine Ansicht, die von Veeder ausgesprochen wurde, dass die Flecke dann Störungen hervorrufen, wenn sie gerade am Sonnenrande stehen, zeigt nur, wie unsicher die Ideen auf diesem Gebiete sind. Riccò, wie Marchand, und wohl die meisten sind darüber einig, dass nur der Passage über die Sonnenmitte eine bevorzugte Bedeutung zugeschrieben werden kann. Tacchini macht dazu die Bemerkung, dass nur falls starke Bewegungen bei den Sonnenflecken vorkommen, während diese die Sonnenmitte durchgehen, magnetische Störungen auftreten. Später hat er die Ansicht ausgesprochen, dass die Fackeln und (metallischen) Protuberanzen viel eher mit den Nordlichtern und den magnetischen Störungen in Zusammenhang stehen als die eigentlichen Flecke. Dies schliesst er aus dem Umstande, dass im Jahre 1893 die Flecke im Zunehmen begriffen waren, während die Anzahl der Protuberanzen und Nordlichter abnahm. Dagegen muss man bemerken, dass andere Fackeln als diejenigen, welche die Flecke umgeben und andere Protuberanzen als die metallischen wohl keine Wirkung auf die magnetischen Verhältnisse ausüben, denn ihre Veränderlichkeit in der Sonnenfleckenperiode ist, nach Tacchinis Ziffern zu urteilen, nicht sehr stark hervortretend. Ausserdem, wenn man alle Fackeln mitrechnet, so giebt es, wie Hale bemerkt, keinen Augenblick, in welchem nicht eine Fackel die Sonnenmitte überschreitet. Aber gerade den Fackeln und

Protuberanzen im Sonnenfleckengebiet ist ohne Zweifel die eigentliche wirkende Rolle zugeteilt, und sie ändern sich nahezu in derselben Proportion wie die Sonnenflecke. Denn diese Gebilde zeigen vor allen anderen die enorme Unruhe, welche als Grund der stossweise erscheinenden magnetischen Störungen angesehen werden kann.

Am ehesten wird man wohl zum Ziel kommen, wenn man Flecke und ihre Umgebungen zu Zeiten untersucht, während welcher sie und die magnetischen Störungen relativ selten sind. Als Beispiel eines solchen Falles möge der grosse Fleck vom September 1898, welcher von Maunder untersucht wurde, dienen. Dieser, oder richtiger die Fleckengruppe (vgl. Fig. 48), erreichte am 8.—10. September seine grösste Ausdehnung, indem die Länge des unruhigen Gebietes etwa 220000 und ihre Breite etwa 70000 km betrug. Etwa 14 Stunden, nachdem der grösste Fleck durch den mittleren Meridian der Sonne ging, setzte ein ausserordentlich scharfer magnetischer Sturm ein, welcher das Maximum seiner Stärke etwa 7—8 Stunden später, am Abend des 9. September 8—10 Uhr entwickelte. Gleichzeitig entfaltete sich ein prachtvolles aus weissen Strahlen bestehendes Nordlicht um $8^h 45^m$ bis $10^h 30^m$ mit einem Maximum der Unruhe um 9^h. Nach einem anderen englischen Beobachter erschien ein schwaches Licht, wie leuchtende Wolken, um 8^h, um $8^h 30^m$ schossen kräftige weisse Strahlen am nördlichen Horizont auf, welche Erscheinung bis 9^h anhielt. Die Seitenstrahlen waren etwas schwächer und etwas purpurfarben. Um $8^h 40^m$ war die Lichtentfaltung so stark, dass der Beobachter seine Uhr ablesen konnte. Ein schwaches Licht blieb am nördlichen Horizont bis $11^h 30^m$ (Greenw. Zeit). Um 10^h bildete sich ein Nordlichtbogen von hellem gelben Licht aus, welcher um $11^h 15^m$ seine schärfste Begrenzung hatte und um $11^h 45^m$ beinahe verschwunden war.

Etwa 20 bis 21 Stunden, nachdem der Fleck den mittleren Sonnenmeridian erreichte, machte sich sein grösster Einfluss auf den magnetischen Zustand der Erde geltend.

Zu ungefähr demselben Schluss gelangte Maunder aus der Untersuchung eines Fleckes vom Jahre 1892.

Zu ähnlichen Folgerungen ist der hervorragende Forscher Riccò gelangt, welcher die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang der Sonnenflecke durch den centralen Meridian der Sonne und dem Auftreten von magnetischen Störungen auf der Erde zu 38 bis 51 Stunden schätzt.

Es scheint demnach, dass die durch Sonneneruptionen verursachte Störung eine nicht unbedeutende Zeit braucht, um die Erde zu er-

reichen. Es ist folglich nicht wohl möglich, die Wirkung irgend einer Lichtstrahlung zuzuschreiben, welche elektrische Wirkungen auszulösen vermöchte.

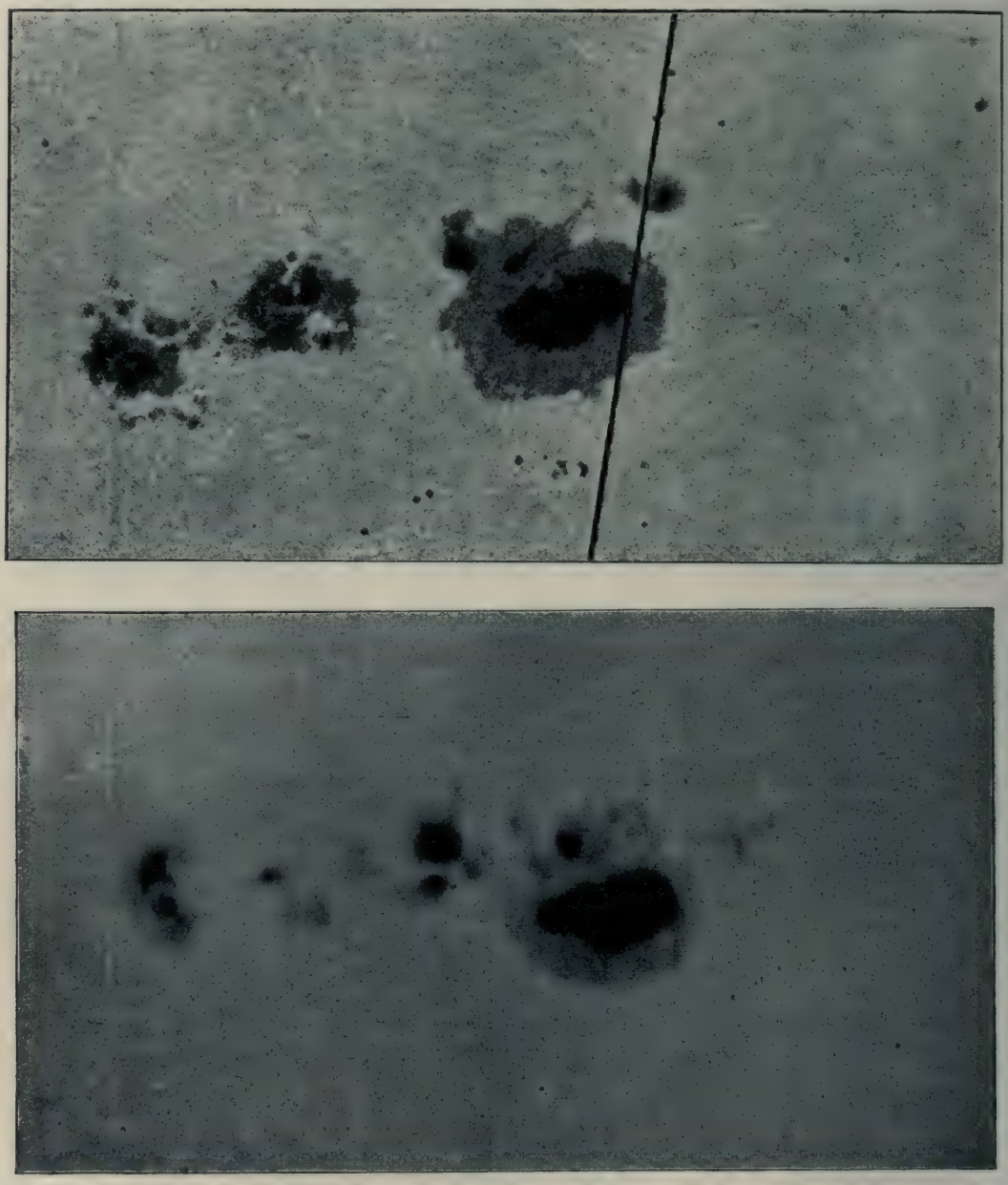


Fig. 48. Gruppe von Sonnenflecken vom 8.—10. September 1898 nach Maunder. Die obere Figur zeigt ein Bild von dem Moment, als der grösste Fleck den mittleren Meridian der Sonne erreicht, die untere zeigt ein 48 Stunden später aufgenommenes Bild, wodurch die grossen in der Zwischenzeit erfolgten Änderungen hervortreten.

Sonnenflecke und Lufttemperatur. Auch bei anderen meteorologischen Erscheinungen hat die Sonnenfleckenperiode einen, wenn auch nicht grossen, so doch interessanten Einfluss gezeigt. Eine aus-

führliche Zusammenstellung über diese Fragen hat H. Fritz 1878 geliefert. Nur die wichtigsten Beziehungen mögen hier kurz erwähnt werden. Köppen fand, dass im allgemeinen die Temperatur in den sonnenfleckenreichen Jahren niedriger ist als in den sonnenfleckenarmen. Am regelmässigsten ist diese Erscheinung in den Tropen entwickelt, wo die Amplitude 0,73° C. beträgt. Das Temperaturmaximum tritt etwa 1 Jahr vor dem Fleckenminimum ein, das Temperaturminimum koinzidiert mit dem Fleckenmaximum wie folgende Tabelle zeigt:

Jahr.	Fleckenmin.	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	
Temp.	+ 0,33	+ 0,15	— 0,04	— 0,21	—,0,28	
Jahr.	Fleckenmax.	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	+ 5
Temp.	— 0,32	— 0,27	— 0,14	+ 0,08	+ 0,30	+ 0,41

Die Einwirkung ist in aussertropischen Gegenden geringer — Köppen fand im Mittel für die aussertropischen Stationen eine Amplitude von 0,54° C. — und der Gang der Periode war viel mehr verwischt. Dieser Umstand steht nur scheinbar im Widerspruch mit der von Saweljew gefundenen, aber noch nicht genug konstatierten Thatsache, dass die Sonnenstrahlung in fleckenreichen Jahren bedeutend stärker ist als in fleckenarmen. Er fand nämlich in den Sommern 1890, 1891 und 1892 einen Wert der Wärmestrahlung pro Stunde und cm^2 zu Kijew von 29,8, bezw. 32 und 36 cal., während die Relativzahlen der Sonnenflecke 7, bezw. 47 und 86 betrugen.

Diese Beobachtung ist a priori wahrscheinlich, denn die Sonnenflecke entsprechen einer „Umrührung" auf der Sonne, welche wohl eine Temperatursteigerung der strahlenden Oberflächengebiete, besonders der Fackeln, herbeiführen muss. Die Temperatursenkung auf der Erde in sonnenfleckenreichen Jahren sollte danach von der gleichzeitig eintretenden Erhöhung in der Bewölkung, trotz der stärkeren Wärmestrahlung, herrühren (vgl. weiter unten).

Sonnenflecke, Wolken und Niederschlag. Die Bewölkung scheint insofern mit den Sonnenflecken in Zusammenhang zu stehen, als besonders die höchsten Wolken in Zeiten von vielen Flecken häufiger vorkommen als in fleckenarmen Jahren.

So z. B. fand Klein für folgende Wolkenarten in den Jahren 1850—1870 nachstehende Frequenzzahlen (für Köln).

Jahre	Rel.-Zahl	Cirrhus	Cirrhostratus	Cirrhocumulus	Summe
1850—52	**178,6**	**122**	**187**	**49**	**358**
1853—55	63,6*	89*	186	5*	280*

Jahre	Rel.-Zahl	Cirrhus	Cirrhostratus	Cirrhocumulus	Summe
1856—58	76,7	164	122*	**51**	337
1859—61	**272,4**	286	**149**	40	475
1862—64	150,9	**361**	123	11	**495**
1865—67	58,0*	225*	95*	0	320*
1868—70	**263,9**	**248**	**163**	0	**411**

Wie ersichtlich, fallen die Maxima und die Minima nahezu auf dieselben Epochen, wie die Maxima und Minima der Relativzahlen der Sonnenflecke.

Diese höchsten Wolken geben durch ihre Eisnadeln zu Höfen um den Mond und die Sonne Anlass. Diese sind in der That häufiger bei den Sonnenfleckenmaxima als bei den Minima. Schon aus Tycho Brahes Tagebuch geht hervor, dass die Höfe in nordlichtreichen Zeiten häufiger als sonst auftreten.

Auch für die Bewölkung im allgemeinen hat man für deutsche Stationen eine, obgleich ziemlich schwach ausgeprägte, Zunahme mit den Sonnenflecken nachgewiesen. (Diese Beziehung scheint nicht allgemein giltig zu sein, so ist man z. B. in England zum entgegengesetzten Resultat gekommen).

Nach den Untersuchungen von Meldrum und Lockyer sind die Niederschläge bei Sonnenfleckenmaxima reichlicher als sonst. Die Regelmässigkeiten treten stärker in den tropischen Gegenden hervor, als ausserhalb derselben. Aber auch da kommt bisweilen ein entgegengesetzter Gang vor, wie Archibald und Hill für die Regen in Nord-Indien gefunden haben. Auf dem Kontinent von Europa sollte die Amplitude etwa 2 englische Zoll (= 51 mm) und in Amerika und England etwa doppelt soviel betragen.

Eine Folge der zu Sonnenfleckenzeiten vergrösserten Niederschlagsmenge zeigt sie in dem gleichzeitig erhöhten Pegelstande der europäischen Flüsse. Aus Untersuchungen des Pegelstandes der grossen Ströme: Elbe, Rhein, Oder, Weser, Donau, Weichsel und Seine hat man gefunden, dass der mittlere Pegelstand in den drei Jahren um das Maximum sich zu demjenigen in den drei Jahren um das Minimum der Sonnenflecke wie 1,26 : 1,18 = 1,05 : 1 verhält. Auch der Nil zeigt entschiedene Maxima in Jahren 1828, 1841, 1849, 1861 und 1870, welche den Sonnenfleckenmaxima (1830, 1837, 1848, 1860 und 1870) nahe liegen. Die entsprechenden Minima fallen in die Jahre 1835, 1845, 1857 und 1866 resp. 1833, 1843, 1856 und 1867.

Auch die Hagelfälle sollen bei Sonnenfleckenmaxima häufiger auftreten als bei Minima. Die Schwankung ist nicht sehr ausgeprägt.

Die elfjährige Periode anderer irdischer Erscheinungen. Meldrum zeigte, dass die Cyklonen zwischen dem Äquator und 25° s. Breite bei Sonnenfleckenmaxima häufiger und kräftiger sind als bei Minima. Zu demselben Resultat ist Poey für das Antillengebiet gelangt. Auch die Verlustziffern der Seeversicherungsgesellschaften sprechen für die Richtigkeit des Befundes von Meldrum. Eine der sonderbarsten Erscheinungen ist die, dass die Thätigkeit der Vulkane kräftiger zu sein scheint in den Zeiten der Sonnenfleckenminima als in denjenigen der Maxima, wie Kluge und De Marchi nachgewiesen haben. Nach De Marchi sollte die Variation sogar im Verhältnisse 2 : 1 stehen.

Dass diese meteorologischen Einflüsse (besonders die Schwankung der Temperatur und des Niederschlages) eine Wirkung auf biologische Verhältnisse ausüben können, ist leicht einzusehen. Man hat nach Herschel in dieser Weise einen Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Ernte, Weizenpreise, Handelskrisen und Hungersnot in Indien gesucht, aber mit zweifelhaftem Erfolge. Jedoch scheinen einige sogenannte phänologische Erscheinungen mit den Sonnenflecken in deutlichem Zusammenhang zu stehen. So z. B. traf die Zeit der Weinlese bei Wien (Maulern) im Mittel 4,6 Tage später in den fleckenreichen Jahren als in den fleckenarmen ein (7,2 Oktober bezw. 2,6 Oktober in der Zeit 1754—1853). Auch die Quantität und Qualität des produzierten Weines scheint von den Sonnenflecken begünstigt zu werden. Die Weinerträge in Nassau zeigen nach Sartorius eine Periodicität, deren Maxima auf folgende Jahre fallen:

1704, 1718, 1725, 1738, 1749, 1761, 1773, 1782, 1834, 1847, 1857, 1869, während die Sonnenfleckenmaxima in folgenden Jahren fielen, 1706, 1718, 1728, 1739, 1750, 1761, 1769, 1778, 1837, 1848, 1860, 1870.

In den Jahren 1785—1830 ist der Gang der Kurve sehr unregelmässig und nicht gut mit der Sonnenfleckenkurve in Übereinstimmung zu bringen.

Auch andere Pflanzen zeigen eine ähnliche Abhängigkeit, wie aus den Kurven (Fig. 49) hervorgeht. Die *B*-Kurve stammt von Flammarion und zeigt die Blütezeit der Edelkastanie in der Nähe von Paris in verschiedenen Jahren. Je höher die Ordinata, desto früher trat die Blütezeit ein. Der Abstand zwischen zwei horizontalen Strichen entspricht 6 Tagen. Die *B*-Kurve zeigt, dass die Blütezeit im Jahre 1889

19 Tage später eintrat, wie im Jahre 1894. Diese Kurve zeigt einen sehr übereinstimmenden Gang mit der oben stehenden Sonnenfleckenkurve (*A*). Dasselbe ist der Fall mit den Kurven *D* und *E*, welche nach denselben

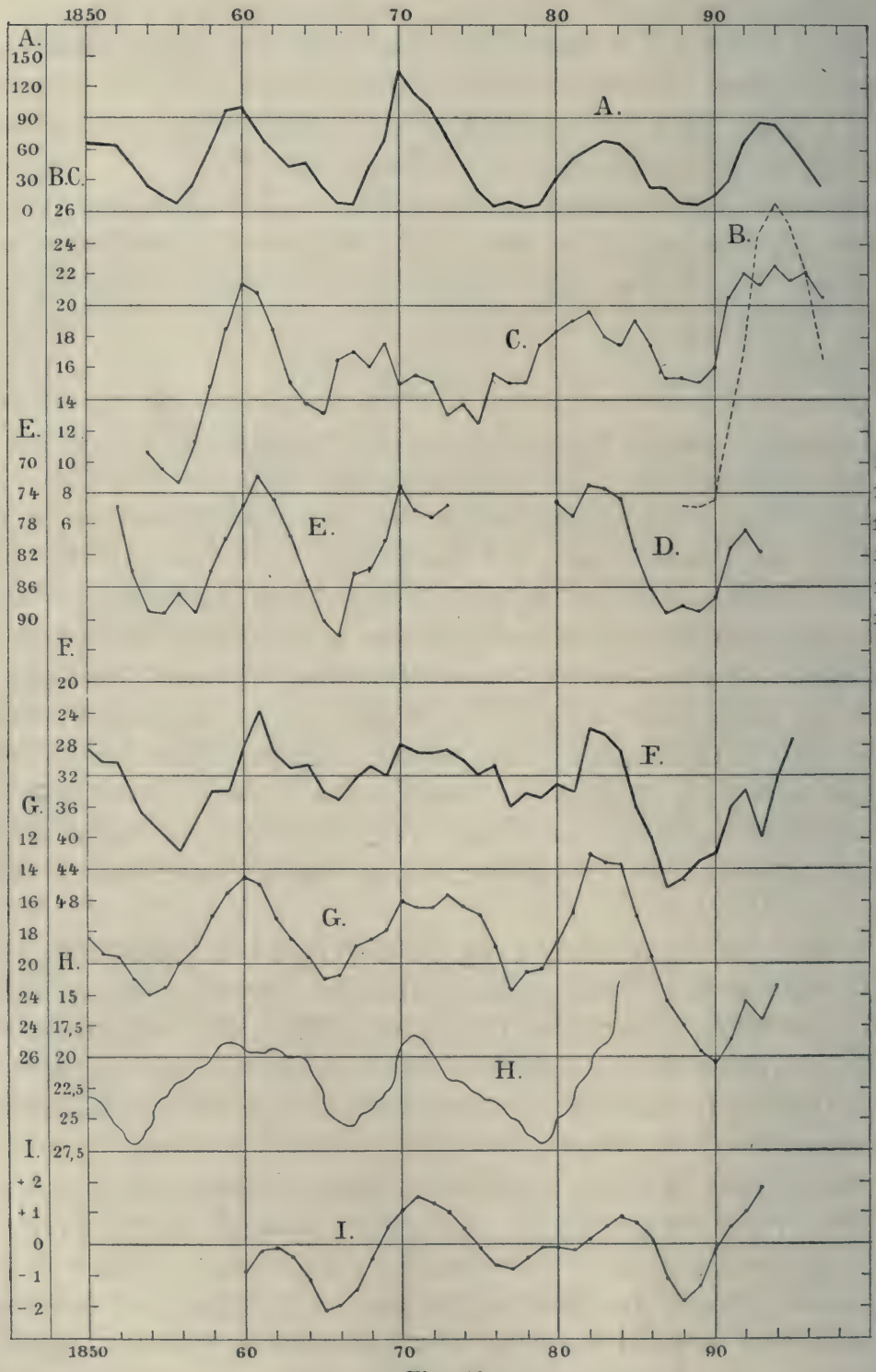


Fig. 49.

Prinzipien konstruiert sind und die mittlere Blütezeit von 5 Pflanzen (Windröschen = Anemone nemorosa, Huflattich = Tussilago farfara, Schlehe = Prunus spinosa, weisse Wucherblume = Chrysantemum Leucanthemum und Hagebutte = Rosa canina) im Distrikt Hants in England, sowie diejenige von Ribes sanguineum bei Edinburgh darstellen. Ebenso verhält sich die Kurve *C*, welche die Rückkunftszeit der Schwalben nach Frankreich (Moulins in Mittelfrankreich) darstellt.

Diese phänologischen Erscheinungen hängen alle auf das innigste mit einer anderen meteorologischen zusammen, nämlich der, dass die Frühlingsmonate in fleckenreichen Jahren (in unseren Gegenden) wärmer sind als in fleckenarmen. Dies hat Flammarion für Juvisy in Mittel-Frankreich gefunden. Seine Beobachtungen umfassen nur ziemlich wenige Jahre. Zu demselben Schluss führen auch die schwedischen Beobachtungen aus den Jahren 1860—1893. Als das deutlichste Beispiel dieser Erscheinungen wird in Fig. 40 Kurve *I* die Abweichung der Temperatur (in ^{0} C.) von dem Mittel in den Frühlingsmonaten (März) in Nordschweden (Norrland) wiedergegeben. Die mittelst der Formel von Galle [1]) ausgeglichenen Daten zeigen einen mit demjenigen der Sonnenfleckenkurve auffallend ähnlichen Verlauf.

Wenn der Frühling warm ist, so schmilzt die Schneedecke frühzeitig, ebenso brechen die Flüsse ihre Eisdecke früher als in anderen Jahren. Folglich treten diese Erscheinungen in sonnenfleckenreichen Jahren früher als in fleckenarmen ein, wie die Kurve *H* in Fig. 49 zeigt, welche die Zeit (Tag des Monats März) des Eisganges im Fluss Kumoelf in Finnland in den Jahren 1850—1884 darstellt. Auch diese Ziffern sind mittels der Galleschen Formel ausgeglichen. Die Übereinstimmung mit der Sonnenfleckenkurve ist stark ausgeprägt. (Für den Anfang des vorigen Jahrhunderts ist dies aber nicht der Fall, was mit vielen ähnlichen Erscheinungen zutrifft.)

Den Grund aller dieser Erscheinungen hat man wahrscheinlicherweise in der herrschenden Windrichtung zu suchen. Wenn im Frühling südliche Winde vorherrschen, so wird er mild. Mac Dowall hat

---

1) a, b, c, d, e, f und g mögen sieben aufeinander folgende Werte einer Grösse angeben (z. B. der Temperatur um 12^h in sieben nacheinander folgenden Tagen). Diese Grössen schwanken stark durch zufällige Einflüsse. Um einen Teil dieser Schwankung zu eliminieren, berechnet man ausgeglichene Werte nach verschiedenen Formeln. Der nach Galle's Formel ausgeglichene Wert d_1 von d ist $d_1 = \frac{1}{420}(a + 4b + 9c + 12d + 9e + 4f + g)$. Eine gewöhnliche Ausgleichung ist auch $d_1 = \frac{1}{5}(b + c + d + e + f)$.

nun auch für Greenwich erwiesen, dass in sonnenfleckenreichen Jahren die Tage mit Südwinden viel häufiger in der Frühlingszeit vorkommen als in sonnenfleckenarmen. In der Kurve *G* ist die Anzahl der Tage mit Nordwind in den drei ersten Monaten dargestellt und wie in den oben gegebenen phänologischen durch Mittelnahme von je fünf und fünf konsekutiven Werten ausgeglichen. Die Kurve ist umgekehrt, so dass der Nordwind um so seltener war, je höher die Kurve im entsprechenden Jahr liegt. Einen sehr ähnlichen Gang zeigt die Kurve *F*, welche die Anzahl der Frosttage in der Nähe von London in den drei ersten Monaten des Jahres angiebt. Auch diese Kurve ist umgekehrt. Die Übereinstimmung der Kurven *F—I* ist sehr deutlich hervortretend.

Man kann nun weiter gehen und fragen, weshalb die Südwinde (in England und wahrscheinlich auch in unseren Gegenden) die genannte Periodicität aufweisen. Dies kann nicht anders verstanden werden, als durch die Annahme, dass in sonnenfleckenreichen Jahren in den ersten Monaten des Jahres ein ungewöhnlich starkes Barometerminimum im Atlanten (westlich von Europa) liegt. Im allgemeinen liegt ein solches Minimum an der betreffenden Stelle und Zeit, welches von der starken Erwärmung der Luft durch den Golfstrom über die Temperatur der Umgebung herrührt. Man wird also zur Annahme geführt, dass der Golfstrom in sonnenfleckenreichen Jahren (in den ersten Monaten) kräftiger ist als sonst. Dies hängt ohne Zweifel mehr oder wenig eng damit zusammen, dass im Gebiet der Antillen die Cyklonen in sonnenfleckenreichen Jahren viel stärker ausgeprägt sind, als sonst.

Die genannte Erscheinung des Zusammentreffens von milden Frühlingen mit sonnenfleckenreichen Jahren, ist also wahrscheinlicherweise lokaler Art und in anderen Gegenden kann die Regelmässigkeit, wie leicht einzusehen, in umgekehrter Richtung ausfallen. Aber trotzdem sind diese Erscheinungen von einer so grossen Bedeutung für die menschliche Kultur (z. B. für den Ackerbau und die Schiffahrt), dass sie wohl verdienten einer genauen und eingehenden Untersuchung unterworfen zu werden. Man würde bei solchen Unternehmungen wahrscheinlicherweise auf eine überraschende Fülle von höchst interessanten Befunden treffen.

Die nahezu 26tägige Periode. In vielen meteorologischen Erscheinungen, besonders denjenigen des Erdmagnetismus, der Luftelektricität, Gewitter und Nordlichter hat man eine Periode nachgewiesen, welche nicht völlig 26 (nach neueren Bestimmungen 25,929) Tage lang ist. Da nun alle Vorgänge auf der Erde so gut wie ausschliesslich von

der Sonne geregelt werden, hatte man Ursache, eine ebenso lange periodische Änderung in der Sonne zu suchen. Diejenige Sonnenperiode, welche dieser Länge am nächsten kommt, ist ihre Rotationszeit und bevor man diese näher kannte, setzte man den Zusammenhang als sicher festgestellt voraus und bestimmte aus der Periodenlänge die Umdrehungszeit „genauer als mit Hilfe astronomischer Beobachtungen."

Die Umdrehungszeit der Sonne, welche hier in Frage kommen kann, ist die synodische, d. h. diejenige Zeit, welche zwischen zwei Augenblicken verfliesst, in welchen genau derselbe Teil der Sonne von der Erde sichtbar ist. Wenn S die Länge der synodischen Umlaufszeit und U diejenige der siderischen ist, so enthält ein Jahr genau eine U-Periode mehr als die Anzahl der S-Perioden beträgt. Der Beweis ist ganz wie der obige zu führen, dass ein Jahr genau einen siderischen Tag mehr als gewöhnliche (synodische) Sonnentage enthält (vgl. S. 3). Wenn also X die Zahl der siderischen Umdrehungen der Sonne in einem Jahr ist, so erhalten wir zur Berechnung der synodischen Umlaufszeit:

$$X\ U = (X-1)\ S = 365{,}256 \text{ Tage.}$$

Hieraus geht hervor, dass S etwa 2 Tage länger ist als U. Unten ist in einer kleinen Tabelle angegeben, um wie viele Tage $(S-U)$ die synodische Umlaufszeit, S, die siderische, U, übersteigt, wenn diese zwischen 24 und 40 Tagen sich ändert, wie es der Fall auf der Sonne ist.

$U =$	24	25	26	28	30	35	40 Tage.
$S-U =$	1,69	1,84	1,99	2,32	2,69	3,71	4,80 Tage.

Nun hat die Sonnenphotosphäre, eigentlich die umkehrende Schicht, nach Dunér Umdrehungszeiten U, welche zwischen 25,46 (am Äquator) und 38,55 Tage (am 75. Breitegrad der Sonne) variieren. Wenn folglich eine Periode in meteorologischen Erscheinungen von der Rotationszeit der Photosphäre herrührt, sollte ihre Länge zwischen 27,37 und etwa 43 Tagen fallen. Folglich kann die Umdrehung der Photosphäre nicht die kürzere Periode von 25,929 Tagen hervorrufen. Da nun die meisten Wirkungen der Sonne mit den Sonnenflecken in Zusammenhang gestellt werden, so könnte man versuchen, ob nicht die Erscheinungen, welche mit den Sonnenflecken in Zusammenhang stehen, die richtige Periodenlänge besässen. Da weiter die Sonnenflecke ihr Maximum bei etwa 15^0 Breite besitzen, so hat man in erster Linie an die Rotationszeit der Flecke

und Fackeln auf dieser Breite zu denken. Diese beträgt 25,26 bezw. 25,44 Tage, entsprechend Längen der synodischen Periode von 27,13 und 27,34 Tage, folglich mehr als 25,93 Tage. Man wird daher genötigt, die Werte am Sonnenäquator zu prüfen, welche für Fackeln, Flecke und Photosphäre 24,32 24,98 und 25,46 Tage betragen. Hieraus resultieren die synodischen Umlaufszeiten 26,06, 26,82 resp. 27,37 Tage. Der erste Wert stimmt schon bedeutend besser mit der Länge der fraglichen Periode (25,93 Tage). Da nun die Umdrehungszeit immer kürzer wird, je weiter man sich von dem Mittelpunkt der Sonne entfernt, so ersieht man hieraus, dass die Umdrehungszeit 25,93 Tage einer Sonnenschicht zukommt, die in der äquatorialen Gegend ungefähr ebenso hoch wie die höchsten Teile der Fackeln liegt ($^1/_6$ weiter von den Sonnenflecken in vertikaler Richtung entfernt als die mittlere Höhe der Fackeln).

Die Erscheinungen, welche nach dieser Periode variieren, sind die folgenden mit daneben angegebenen mittleren Amplituden:

Erdmagnetische Horizontalintensität	0,2—0,3	Proz.	(Makerstoun, Hobarton 1844—45).
„ Deklination	1,2—2,2	Bogenminuten	(Prag, Wien 1870).
„ Inklination	0,8	Bogenminuten	(Prag 1870).
„ Störungen der Deklination	0,3—0,5	„	(Wien 1882—83).
„ „ „ „	1,1	„	(Pawlowsk 1882—83).
„ „ „ Intensität	0,044	Prozent	„ „
Nordlichter (Anzahl beobachtete)	12—25—45	Proz.	(Island, Schweden, Norwegen).
Südlichter „ „	100	„	
Gewitter	18—29	„	(Schweden, Süddeutschland).
Luftdruck	5—3—0,5	mm	(Makerstoun, Hobarton 1844—45, Prag 1870).

Es war Hornstein, welcher diese Periodicität entdeckte. Er fand, dass 1870 die Deklination der Magnetnadel zu Prag eine Periode von etwa 26,5 Tagen Länge mit einer Amplitude von etwa 1,4′ besitzen sollte. Schuster, welcher die Hornsteinsche Berechnung einer äusserst interessanten Kritik unterworfen hat, gelangt zu dem Resultat, dass der Befund von Hornstein sehr zweifelhaft ist. Noch mehr gilt dies für die Periodicität der anderen Erscheinungen, welche Hornstein untersuchte, nämlich des Luftdruckes und der Horizontalintensität des Erdmagnetismus. Dagegen sind einige auffällige Regelmässigkeiten in den Ergebnissen der neueren Untersuchungen von Müller, Liznar und Ad. Schmidt vorhanden, die auf eine wirkliche Existenz der nahezu 26tägigen Periode deuten. Diese Meinung wird durch v. Bezold's Untersuchungen unterstützt, wonach die Gewitter in Süddeutschland eine Periode von 25,84 Tagen besitzen sollen (1880—87).

H. E. Hamberg untersuchte die Gewitter in Schweden (1880—90), um die Periode v. Bezolds nachzuweisen, fand dieselbe aber sehr zweifelhaft.

Ekholm und Arrhenius untersuchten danach die Nordlichter und fanden eine Periode von 25,929 Tagen, die sehr ausgeprägt war in den Beobachtungen aus Schweden und Norwegen, und in den Südlichtern. Weniger deutlich war diese Periode in den Nordlichtern aus Island und Grönland und gar nicht in denjenigen von Nordamerika zu erkennen. Eine starke Stütze erhielt diese Periodicität dadurch, dass die Gewitter, geordnet nach der neuen Periode für Schweden, zu sehr nahe demselben Resultat wie für Süddeutschland führten. Die Grösse der wahrscheinlichen Fehler in der Amplitude der Periode zeigen, dass in allen diesen Fällen die Periodicität so gut wie sicher konstatiert ist.

Wenn aber die Nordlichter diese Periodicität besitzen, so kommt dieselbe wahrscheinlicherweise auch den mit den Nordlichtern so nahe verwandten magnetischen Störungen zu. Vergeblich wurde aber nach einer ähnlichen Periode in der Häufigkeit der Sonnenflecke gesucht.

Auch bei der sogenannten Luftelektricität tritt eine Periodicität deutlich hervor, wenn man die Daten nach einer Periodenlänge von 25,929 Tagen ordnet.

Es möge hier bemerkt werden, dass sowohl die Nordlichter wie die Luftelektrizität (auf Stationen, die nicht allzu weit von den Polen gelegen sind) eine andere Periodicität zeigen, indem sie nach dem tropischen Monat variieren, so dass die Frequenz der Nordlichter und die Stärke der Luftelektricität auf der nördlichen Halbkugel am grössten sind, wenn der Mond seine grösste südliche Deklination besitzt (am südlichen Lunistitium). Auf der südlichen Halbkugel verhält es sich umgekehrt, so dass die Maxima in der Nähe des südlichen Lunistitiums eintreten. Für die Luftelektricität gilt dies nur betreffs nahe an den Polen gelegenen Stationen (Cap Thordsen auf Spitzbergen, Cap Horn) und einigermaassen für St. Petersburg und Helsingfors. Bei südlicher gelegenen Stationen wird die luftelektrische Wirkung sehr schwach (Perpignan) und zeigt nicht so grosse Regelmässigkeit.

Wenn man die Anzahl der Sonnenflecke und der Polarlichter Monat für Monat oder Tag für Tag zusammenstellt, findet man keine deutliche Übereinstimmung im Gang der beiden Erscheinungen.

Theoretisches. Um nun den unzweifelhaften Einfluss der Sonne auf die Nordlichter und die erdmagnetischen Störungen zu verstehen, kann man sich folgende Vorstellung machen. Bei den Ausbrüchen aus der Sonne entstehen durch Gaskondensation in der äusserst verdünnten Gas-

schicht der Corona kleine flüssige und feste Partikelchen. Nach neueren Untersuchungen ist es gelungen, Flüssigkeitshäutchen von 5 $\mu\mu$ Dicke darzustellen. Es ist folglich wohl denkbar, dass Tröpfchen von so geringem Durchmesser in der Natur vorkommen können. Da nun undurchsichtige Tröpfchen von dem Durchmesser 1500, 600, bezw. 220 $\mu\mu$, wenn sie das specifische Gewicht des Wassers, Granits oder Eisens besitzen, ebenso stark durch die Sonnenstrahlen abgestossen, wie von der Sonnenschwere angezogen werden, so müssen noch kleinere Tröpfchen mit einer Kraft fortgetrieben werden, die mit der Kleinheit der Tröpfchen zunimmt (vgl. S. 121). Wenn die Partikelchen Licht reflektieren, wird die Abstossung verstärkt. Bei einem Ausbruch aus der Sonne eilen infolgedessen die kleineren Tröpfchen den grösseren in den Raum hinein voraus. Genau dieselbe Erscheinung sieht man an den Kometenschweifen, welche, wie die Coronamaterie, teilweise aus festen oder flüssigen Partikelchen bestehen. Aus der Krümmung der Kometenschweife kann man folgern, dass die Abstossung der Partikelchen umgekehrt dem Quadrate der Entfernung proportional ist, wie es aus dem Gesetze der Strahlungsintensität folgt. Die Abstossung ist in verschiedenen Fällen aus der Grösse der genannten Krümmung berechnet und gleich 18,5, 3,2, 2,0 bezw. 1,5 mal der Schwere gefunden.

Es eilen folglich nach allen Seiten von der Sonne Staubpartikelchen hinaus, deren Richtung anfänglich von den atmosphärischen Strömungen der Sonne beeinflusst wird, sich aber später einer Geraden nähern muss, die durch den Sonnenmittelpunkt gelegt ist. Wahrscheinlicherweise sind zufolge der langsamen Achsendrehung der Sonne diese Ausströmungen wie diejenigen, die Kometenschweife bilden, schwach gekrümmt, da aber die Erde nicht weit von der Ebene des Sonnenäquators liegt, können wir diese Krümmung nicht wohl beobachten. Diese Strömungen von Sonnenstaub sollten die eigentümlichen Strahlen der äusseren Corona bilden, welche hauptsächlich über den Gebieten der maximalen Unruhe des Sonnenkörpers sich ausdehnen.

Nun ist es höchst wahrscheinlich, dass diese Tröpfchen elektrisch, und zwar negativ elektrisch, sind. Bei den Ausbrüchen auf der Sonne entstehen nämlich, wie Zöllner und vor ihm Respighi und Tacchini meinten, gewaltige Elektricitätsentwickelungen und Entladungen, wie bei den vulkanischen Ausbrüchen auf der Erde. Nur ist vorauszusetzen, dass alles auf der Sonne nach einem viel gewaltigeren Maassstab geht.

Infolge dieser Entladungen, besonders derjenigen, welche in den äusseren Teilen der Sonnenatmosphäre stattfinden, entstehen Kathoden-

strahlen. Diese besitzen die merkwürdige Eigenschaft, Gase in der Weise leitend zu machen, dass sie die Molekeln derselben in positive und negative Ionen zerlegen. Diese Ionen besitzen wiederum, nach Untersuchungen von J. J. Thomson und seinem Schüler C. T. R. Wilson, die wichtige Eigenschaft als Kondensationskerne zu dienen für Gase, die in den flüssigen Zustand übergehen. Und zwar wirken die negativ geladenen Ionen viel stärker kondensierend als die positiven.

Die aus der Sonne ausgeschleuderten Gase werden deshalb bei ihrer Kondensation hauptsächlich, wenn nicht ausschliesslich, negative Tröpfchen bilden. Die grössten derselben fallen auf die Sonne zurück und erteilen derselben eine negative Ladung, andere werden in den Raum hinausgestossen und die äusseren Teile der Sonnenatmosphäre behalten eine stark positive Ladung.

Die hinausgestossenen negativen Tröpfchen unterliegen also nicht nur der Schwere und der Abstossung zufolge der Strahlung, sondern auch elektrischen Kräften, welche sie zur Sonne zurückzuführen streben. Alle diese Kräfte wirken aber nach demselben Gesetz, umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung vom Mittelpunkte der Sonne; die resultierende Kraft wird also in derselben Weise wirken.

Dieser Sonnenstaub breitet sich nun von den Eruptionen auf der Sonnenoberfläche nach allen Richtungen in den Raum aus. Damit ein solches Körnchen die Erde in 20—30 Stunden erreicht, wie Maunder und Riccò meinen, müsste die totale abstossende Kraft etwa 3,5 bis 2,3 mal diejenige der Schwere übertreffen.

Natürlicherweise werden diese Tröpfchen einen Teil des Sonnenlichtes wegnehmen und in Wärme verwandeln. Es ist aber leicht zu zeigen, dass sie in einer geringen Entfernung (etwa 10 Sonnendurchmessern) und weiter hinaus mit sehr nahe konstanter Geschwindigkeit sich bewegen. Daraus folgt, dass in grösseren Entfernungen als der genannten (etwa $^1/_8$ der Merkurbahn) die Lichtabsorption nur einen geringen Bruchteil von der in kleineren Entfernungen absorbierten Menge ausmacht. In grösseren Entfernungen kann die Sonnenstrahlung folglich als nahezu ungeschwächt angesehen werden.

In ähnlicher Weise kann man schliessen, dass die Massen dieser Tröpfchen allzu unbedeutend sind, um eine Störung der Planetenbewegungen im Sonnensystem zu verursachen.

Einige von diesen negativ geladenen Tröpfchen gelangen in die Erdatmosphäre und werden von den höchsten Schichten derselben wie Sternschnuppen verzögert. Wie die Sonnenstrahlen, fallen die allermeisten

da, wo die Sonne am höchsten steht, d. h. zwischen den Wendekreisen; sehr wenige fallen auf die polaren Gegenden. Die höchsten Schichten der Atmosphäre werden demzufolge stark mit negativen Partikelchen geladen. Dieselben werden mit den Winden zu höheren Breiten geführt. Infolge der negativen so entstandenen Ladung der höheren Luftschichten, erfolgen Entladungen, und Kathodenstrahlen entstehen in diesen Schichten.

Neuerdings hat Paulsen bei seiner Untersuchung des Nordlichts nachgewiesen, dass dasselbe die Eigentümlichkeiten der Kathodenstrahlen besitzt. Er liess die schwierige Frage, woher die Kathodenstrahlung aus den höchsten Luftschichten herrührt, unbeantwortet. Diese Schwierigkeit fällt nach dem oben stehenden gänzlich weg.

Die Kathodenstrahlen zeigen auch eine Tendenz parallel den Kraftlinien eines Magnetfeldes zu verlaufen. Folglich bleiben sie in der Nähe des Äquators in der Höhe, indem sie sich in der Richtung der mit der Erdoberfläche parallelen Magnetkraftlinien bewegen. In sehr dünner Luft sind aber die Bahnen der Kathodenstrahlen schwer sichtbar. Infolgedessen werden Polarlichter in der Nähe des Äquators selten sein, in einer gewissen Entfernung von dem Pole, wo die Kathodenstrahlen in genügend tiefe Schichten gelangen, dass die phosphorescierende Luftmasse zu stärkeren Lichtentfaltungen ausreicht, werden sie am gewöhnlichsten sein. Man erhält auf diese Weise einen den Nordpol und den Magnetpol umgebenden Ring, wo die Nordlichter am gewöhnlichsten sind. Weiter ersieht man, dass die Höhe der Nordlichter über der Erdoberfläche um so grösser sein wird, je weiter sie vom Pole vorkommen, was auch mit der Erfahrung übereinstimmt.

Nehmen wir jetzt an, die Sonnenthätigkeit schwanke, so folgt daraus, dass in den eruptionsreichen Jahren mehr Polarlichter vorkommen als sonst. Offenbar werden die in höheren Luftschichten vor sich gehenden elektrischen Entladungen, die relativ nahe am Äquator stattfinden, am meisten durch eine erhöhte Sonnenwirkung begünstigt werden. Infolge der Mitführung der Partikelchen mit dem Wind werden elektrische Strömungen verursacht, welche die magnetischen Störungen hervorrufen. In der Natur derselben kann man deutlich den Einfluss der in höheren Schichten herrschenden Windrichtungen erkennen. Weiter kann man verstehen, dass einige Aktionscentra auf der Sonnenoberfläche wirksam sind, wodurch die 25,93tägige Periode der Sonnendrehung am Äquator verständlich wird. Denn die Staubteilchen, welche zu uns gelangen,

sind hauptsächlich von den uns gegenüberliegenden Teilen der Sonne, d. h. von der Nähe des Sonnenäquators ausgeschleudert.

Die Polarlichter haben eine jährliche Periode mit einem Maximum im März und September. Dies tritt dann ein, wenn die Erde so weit wie möglich von den Knoten des Sonnenäquators steht. Denn die Aktivität der Sonne hat ein Minimum am Sonnenäquator und die Erde steht gegenüber dem Sonnenäquator am 5. Dezember und 3. Juni. Das Frühlingsmaximum, bei welchem die Erde gegenüber der Südseite der Sonne steht, wo die Frequenz der Flecken und Fackeln zwischen 0^0 und 10^0 Br. schwächer als auf der Nordseite ist (vgl. oben S. 128), scheint etwas schwächer als das Herbstmaximum zu sein.

Infolge der Einstrahlung des Sonnenstaubes in der Nähe des Äquators wird die negative Ladung der Erdoberfläche von da zu der nicht bestrahlten Hälfte der Erde getrieben. Folglich wird die negative Ladung der Erdoberfläche, die sogenannte atmosphärische Elektricität, im Winter und in der Nacht kräftiger sein wie im Sommer und am Tag. Die negative Ladung der Erde rührt wahrscheinlicherweise von durch Regen hinuntergeführten negativen Ionen aus der durch das Nordlicht ionisierten Luft. Die stärkere Entwickelung der hochgehenden Cirrhuswolken in sonnenfleckenreichen Jahren ist durch die kondensierende Wirkung der ionisierten Luft leicht verständlich.

Nach dieser Anschauung lassen sich die tägliche Veränderung der erdmagnetischen Kraft und die elfjährigen Schwankungen derselben erklären. Wir werden darauf im betreffenden Kapitel zurückkommen.

Natürlicherweise kann diese Einstrahlung von negativer Elektricität nicht ins Unendliche fortsetzen, ohne dass derselben ein Abfluss bereitet wird. Nun wissen wir von negativ geladenen Körpern, dass dieselben bei Belichtung mit ultraviolettem Licht ihre Ladung langsam verlieren. Dies rührt ohne Zweifel zum Teil davon her, dass die umgebenden Gase, welche von ultraviolettem Licht durchstrahlt werden, ein wenig in ihre Ionen zerlegt sind. Ultraviolette Strahlen kommen in Menge in dem Sonnenlicht vor, und obgleich, wegen der kolossalen Verdünnung der Luft in den vom Sonnenstaub geladenen Schichten, die Leitfähigkeit ausserordentlich gering ist, so wird jedoch zuletzt bei genügend hoher Ladung die Entladung ebenso kräftig, wie die Ladung wirken. Die Ladung zieht die positiven Ionen der Luft an, während die negativen sich entfernen und dabei, anfangs in der Richtung des Erdradius, sich in den Weltraum hinausbegeben. Ein Teil dieser Ionen kondensiert kleine Tröpfchen aus den umliegenden Gasen (welche Kohlensäure und wohl immer etwas

Wasserdampf enthalten) und werden danach der abstossenden Wirkung der Sonnenstrahlung unterworfen, wodurch ihre Bahn allmählich gebogen wird und zuletzt in annähernd gerader Linie von der Sonne verläuft etwa wie die Fig. 50 andeutet.

Da nun die stärkste Ladung sich gerade da befindet, wo die Sonne am höchsten steht und ebendaselbst die stärkste ultraviolette Strahlung stattfindet, so wird die Entladung ein Maximum in der Ebene der Ekliptik besitzen. Ebenfalls werden da ohne Zweifel zufolge der aufsteigenden stark feuchten Luftströme die günstigsten Bedingungen der Kondensation vorherrschen. Die Folge davon wird sein, dass in der Ebene der Ekliptik (des Papieres in Fig. 50) ein starkes Maximum der Frequenz der negativ geladenen Partikelchen vorkommt. Es wird das Aussehen haben, als gingen von den Umgebungen der beiden Punkte, wo die Ekliptik den Rand der beleuchteten Erdhälfte durchschneidet, zwei kometenschweifartige Lichtbüschel in der Ebene der Ekliptik nach der Nachtseite der Erde hinaus. Diese Lichtbüschel nehmen nach den Seiten und mit der Höhe über dem Horizont an Stärke ziemlich schnell ab (letzteres wegen der zunehmenden Entfernung). Wo die beiden Lichtbüschel zu konvergieren scheinen, d. h. diametral gegenüber der Sonne, entsteht aus perspektivischen Gründen der sogenannte Gegenschein. Dieser Gegenschein wird durch die zur Sonne zurückfallenden Partikelchen verstärkt, welche durch Zusammenstoss von zwei oder mehreren Tröpfchen entstanden und nachher zu gross sind, um weiter von den Sonnenstrahlen gegen der Schwerkraft weggetrieben zu werden.

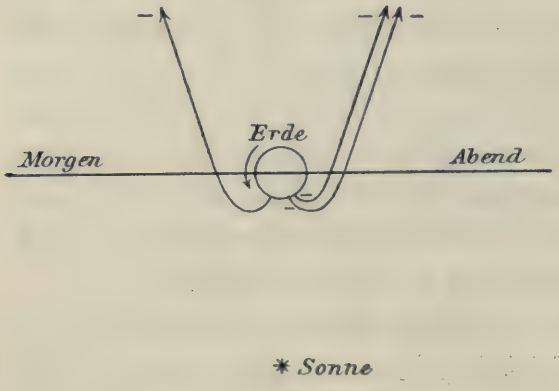


Fig. 50.

Es ist leicht ersichtlich, dass der in Fig. 50 gezeichnete Büschel auf der rechten Seite mehr Partikelchen enthalten wird wie derjenige auf der linken. Denn während des Tages sammelt sich immer mehr Ladung auf der belichteten Erdseite, dagegen relativ wenig auf der unbelichteten wegen der nach der Sonne zurückkehrenden Partikelchen. Durch die Erddrehung wird folglich die rechte Seite, welche dem Abendhimmel entspricht, eine stärkere Lichterscheinung aufweisen. Dies stimmt in allen Details mit dem Aus-

sehen des Zodiakal- oder Thierkreislichtes überein, dessen Erklärung bisher so viele Schwierigkeiten geboten hat. Man hätte allen Anlass zu vermuten, dass in sonnenfleckenreichen Jahren das Zodiakallicht sich kräftiger entfaltete, wie in fleckenarmen, es giebt aber Angaben über ein entgegengesetztes Verhalten, die jedoch als sehr unsicher bezeichnet werden. Vielleicht rühren diese Angaben davon her, dass der Himmel in sonnenfleckenreichen Jahren unreiner ist als in sonnenfleckenarmen (vgl. oben S. 141).

Alle Himmelskörper im Sonnensystem werden nach dieser Anschauung in ihrer nächsten Umgebung eine Art von Schweif besitzen, bestehend aus den negativen Ionen ihrer Atmosphäre mit darauf kondensierten kleinen Tröpfchen. Je nach der Grösse dieser Tröpfchen werden diese Schweife der Sonne zu- oder abgewendet sein. Im Falle, dass keine Kondensation um diese Ionen entstanden ist, werden sie von der beleuchteten Seite des Himmelskörpers in der Richtung der Radien des Planeten ausströmen.

Zufolge der negativen Ladung der Himmelskörper wird auch ein Teil von den von der Sonne kommenden negativ geladenen Partikelchen, welche in die Nähe dieser Himmelskörper kommen, eine gekrümmte Bahn erhalten, so dass diese Partikelchen Hyperbelbogen beschreiben. Hinter den Himmelskörpern, von der Sonne aus gerechnet, wird eine Art von elektrischem Schatten sich ausbilden, welcher von negativen Partikelchen frei ist, ungefähr wie die Achse eines Kometschweifes. An den Seiten dieses Schattens wird dagegen eine relative Anhäufung der geladenen Teile stattfinden. In eben derselben Weise wird Sonnenstaub, der nach der Sonne zurückkehrt, von den Himmelskörpern aus der Bahn gelenkt und eine Art Schatten auch auf der Sonnenseite des Himmelskörpers bilden.

Auf diese Weise wird es möglich sein, die elektrische und magnetische Einwirkung des Mondes auf die Erde zu erklären. Bei Mondfinsternissen glaubt man bisweilen beobachtet zu haben, dass der Schatten der Erde in der Umgebung des Mondes sichtbar gewesen ist. Dies hat man als den Schatten der Erde auf dem in der Nähe des Mondes befindlichen Staube gedeutet. Man glaubte früher, dass dieser Staub von der Erde herrührt; es erscheint aber wahrscheinlich, dass er zum Teil vom Monde kommt oder aus Sonnenstaub besteht.

Die Entstehung von Meteoriten. Wenn nun die Sonne Tag aus Tag ein geladene Tröpfchen nach allen Seiten aussendet, und dasselbe in ähnlicher Weise an anderen Fixsternen vor sich geht, so wird in

der Länge der Zeit eine Menge Substanz den Sonnen entwendet und auf den Himmelsraum verteilt. Zwar läuft dieser Prozess sehr langsam ab, nachdem der Nachthimmel auch nicht im entferntesten so hell leuchtet wie die Kometenschweife, und diese durch ihre unerhört geringe Masse gekennzeichnet sind, aber in einer unendlich langen Zeit müssten doch die Sonnen stark abgenommen haben. Der unvergleichlich grösste Teil fällt ohne Zweifel in der nächsten Nähe der Sonnen zurück und zwar solche Partikel, die zu gross sind, um abgestossen zu werden, sei es, dass sie von Anfang an so gross gewesen sind, sei es, dass sie durch fortlaufende Kondensation oder Zusammenstoss mit ähnlichen Partikelchen diese Grösse erhalten haben. Diese Partikelchen bilden wohl die Hauptmasse der festen Teile der Sonnencorona.

Zufolge sowohl dieses Zurückfallens als auch der in der Nähe der Sonne beschleunigten Bewegung des Sonnenstaubes muss dieser mit zunehmender Entfernung von der Sonne schneller an Frequenz abnehmen als proportional dem Quadrate der Entfernung vom Sonnenmittelpunkt.

Etwas weiter hinaus werden die Zusammenstösse relativ seltener sein. Aber auf alle Fälle kommen sie doch hin und wieder vor. Ein kaum merklicher Teil wird von Planeten, Monden und Kometen eingefangen. Die meisten Partikelchen setzen aber ihren Weg durch den unendlichen Raum fort. Ein Teil von ihnen stürzt in andere Himmelskörper ein und zwar vorzugsweise in diejenigen, welche die grösste Flächenausdehnung besitzen. Dies trifft ohne Zweifel für die Nebel zu und wir können somit verstehen, wie diese durch die eingeführten negativen Ladungen trotz der sehr niedrigen Temperatur Licht aussenden können (vgl. S. 43).

Ein anderer Teil erleidet Zusammenstösse mit ähnlichen Partikelchen und zwar werden diejenigen, welche die geringste Geschwindigkeit besitzen, wieder nach der Ausgangsquelle zurückkehren. Andere gelangen durch ihre grosse Geschwindigkeit aus dem Anziehungsbezirk dieser Quelle, wachsen allmählich in Grösse durch neue Zusammenstösse und bilden zuletzt selbständige Anziehungscentren. Anfangs spielen wohl die kapillären Kräfte die Hauptrolle beim Zusammenhalten dieser Aggregate. Die Kohlenwasserstoffe, die im Weltraum und besonders in der Nähe der Sonne, obgleich in äusserst verdünnter Form, wahrscheinlicherweise verteilt sind, oder andere kondensierbare Gase, die sich am Tröpfchen niedergeschlagen haben, dienen wohl dabei als Haftmittel und in der Länge der Zeit als Lösungsmittel, wodurch Verwachsungen zustande kommen

können. Nachdem grössere Mengen auf diese Weise gesammelt sind, würde die elektrische Ladung ein weiteres Zusammenballen verhindern, wenn sie nicht unter Einfluss von ultravioletter Strahlung allmählich schwinden würde.

Wenn nur grössere Körnchen zusammentreffen, können dieselben nur in geringem Grade zusammensintern. Es ist nach Nordenskiöld für die Meteorite charakteristisch, dass sie äusserst schwachen Zusammenhang besitzen. Sie können häufig durch Druck zwischen den Fingern zerquetscht werden, wodurch Nordenskiöld zu dem wohl etwas zu expressiven Ausdruck veranlasst wurde, dass die Meteorite müssen „Atom für Atom" angewachsen sein. Auch Daubrée macht auf diese charakteristische Eigenschaft aufmerksam. Schmilzt man nämlich einen Steinmeteoriten im Feuer, so erhält man nach dem Erkalten eine Sammlung von grossen Krystallen der Einzelbestandteile. Der Meteorit selbst besteht aber aus kleinen verschwommenen Kryställchen von Silikaten, zwischen welche zahllose Eisenkörnchen regellos eingesprengt sind. Der Meteorit kann also nie aus einem geschmolzenen und nachher erstarrten Klumpen bestanden haben, sondern seine Teile müssen gesondert Partikelchen für Partikelchen in den festen Zustand übergegangen sein und nachher durch Zusammenballen sich gebildet haben. Dies entspricht vollkommen der Vorstellung von der Art und Weise, wie die Tröpfchen aus den Sonnen sich zu grösseren Stücken sammeln. Es ist wohl demnach anzunehmen, dass die Meteorite und damit die Kometenmaterie in dieser Weise entsteht.

Die Kometen dunsten wiederum, wenn sie in die Nähe einer Sonne kommen, die flüchtigen Substanzen wie Kohlenwasserstoffe ab, welche sich sodann kondensieren und zur Bildung der Kometenschweife Anlass geben. Die Schweifmaterie wird ihrerseits von den Sonnenstrahlen abgestossen und geht in den unendlichen Raum hinaus. Die Hauptteile der Kometen werden wohl allmählich in Form von Sternschnuppen und Meteoriten von den grösseren Himmelskörpern, Sonnen und Planeten, eingefangen.

Auf diese Weise kommt ein, wenn auch ausserordentlich langsam vor sich gehender Austausch von Materie zwischen den Himmelskörpern zustande. Teils werden durch Meteoriten zu den Sonnen Körper geführt, welche zum grösseren oder geringeren Teil anderen Sonnen entstammen. Aber im grossen und ganzen verlieren die Sonnen, während die kälteren Himmelskörper, vor allem die Nebel, gewinnen. Dies geschieht nach dem allgemeinen Gesetz, dass Materie von warmen nach kalten Stellen wandert.

In dieser Weise wird in der Unendlichkeit der Zeit die Ungleichheit in der Zusammensetzung der Himmelskörper allmählich ausgeglichen. Natürlicherweise werden die verschiedenen Stoffe zu diesem Transport in verschiedenem Maass geeignet sein. Diejenigen, welche sich leicht kondensieren, werden, wenn sie überhaupt vorhanden sind, vorgezogen. In dieser Beziehung spielen die Kohlenwasserstoffe eine hervorragende Rolle. Es ist deshalb nicht zu verwundern, dass sie bei den Kometen, wie weiter unten gezeigt wird, am meisten vorkommen. Dagegen würde man vermuten, dass ein Körper wie Helium zum Transport sehr wenig geeignet ist, weil er so gut wie unkondensierbar ist und keine (kondensierbaren) Verbindungen bildet. Man hat jedoch Helium in Meteorsteinen absorbiert aufgefunden, natürlicherweise nur in sehr geringer Menge. Wie oben angedeutet, ist auch Helium (im Gegensatz zu Wasserstoff) ziemlich ungleichmässig unter den Sternen verteilt.

Die Wärme der Sonne. Da die Sonne jährlich so viel Wärme verliert, dass auf jedes Gramm ihrer Masse 2 cal. kommen, so würde sie nicht lange diese ungeheuren Verluste aushalten, ohne dass ihre Temperatur stark sinken würde. Wäre auch ihre Temperatur im Mittel 10 Millionen Grad und ihre spezifische Wärme doppelt so gross wie diejenige des Wassers (bekanntlich steigt die spezifische Wärme der Körper mit der Temperatur), so würde sie doch nicht 10 Millionen Jahre mit der jetzigen Haushaltung ihre Glut behalten können. Nun schliessen die Geologen aus ihren Untersuchungen, dass das Leben auf der Erde mindestens 100 Millionen Jahre bestanden hat, in welchem Zeitabschnitt die Sonnenstrahlung sich nicht besonders stark hat ändern können. Da aber nach Stefans Gesetz die Wärmestrahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional wächst, so müsste die jetzige Wärmestrahlung einen Bruchteil von einem Prozent derjenigen am Anfang der Periode sein. Dies ist aber nicht wohl möglich, man muss sich also fragen, woher nimmt die Sonne die ungeheure Wärmemenge, die sie auf den kalten Weltraum verschwendet, und wovon nur der 2200000000. Teil auf das Loos der Erde kommt.

Diese Frage beantwortete der berühmte Begründer der mechanischen Wärmetheorie Rob. Mayer so: Die Himmelskörper, welche in die Sonne hineinstürzen, besitzen eine grosse Geschwindigkeit, welche sich in Wärme umsetzt. Auf diese Weise kann die Sonne, wenn sie immer mit Meteoriten gefüttert wird, ihre Temperatur konstant erhalten. Auch die Planeten sollten allmählich zum Mutterschoos der Sonne zurückkehren und ihre eigene Existenz aufopfernd, die Kraft ihrer Urheberin, aber nur für kurze

Zeit — Mayer berechnete für die Erde nicht völlig hundert Jahre — aufrecht erhalten. Da nun die Masse der Sonne etwa 324000 mal grösser als diejenige der Erde ist, so müsste zur Aufrechterhaltung der Sonnenwärme während 10 Mill. Jahren eine Meteormasse in die Sonne eingestürzt sein, welche etwa ein Drittel der Sonnenmasse ausmacht. Es zeigt aber die Beobachtung, dass keine Meteormassen von genügender Menge in der Nähe der Sonne (in unserem Planetensystem) vorhanden sind. Und warum sollten die blindlings herumlaufenden Meteormassen eher die Sonne treffen als die Planeten? Diese müssten wohl auch durch Meteorfall aufgeglüht werden wie die Sonne. Man hat auch gegen Mayers Hypothese eingewendet, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne durch das Herabfallen der Meteore abnehmen (um einen Tausendstel in etwa 30 Jahren) und in der Länge der Zeit ganz verloren gegangen sein müsste (vgl. jedoch S. 125).

Aus diesen Schwierigkeiten fand Helmholtz einen Ausweg. Er machte auf den grossen Energievorrat aufmerksam, welcher durch das Fallen der Sonnenmasse selbst, d. h. durch die Zusammenziehung der Sonne frei werden kann. Falls die Sonnenmasse $2 \cdot 426 : 27{,}4 = 31{,}1$ Meter fiele, würde dies zur Erwärmung um 2 cal. pro Gramm der Sonnenmasse genügen, da 1 cal. 426 Grammeter entspricht und die Schwerkraft auf der Sonne 27,4 kräftiger wirkt als auf der Erde. Diese Ziffer gilt für die Oberflächenteile. Da nun die tiefer liegenden Teile eine kürzere Strecke fallen und teilweise einer geringeren Schwerkraft unterworfen sind, erhält man eine grössere Ziffer für die zur Erhaltung der Sonnenenergie nötige Zusammenziehung. Helmholtz berechnete, dass eine Verminderung des Sonnenhalbmessers um 6 km im Jahrhundert zur Deckung der Wärmeausgabe genügen würde. Eine solche Schrumpfung wäre für astronomische Messungen ganz unmöglich wahrzunehmen. In älteren Zeiten, als die Sonne viel grösseren Durchmesser hatte und infolgedessen die Schwere auf und in der Sonne viel geringer war wie jetzt, musste die Schrumpfung viel geschwinder vor sich gehen. Wenn die Sonne sich von unendlicher Ausdehnung auf ihre jetzige Grösse zusammengezogen hätte, würde die Wärmemenge zur Deckung der Ausgabe von Sonnenwärme, wenn sie immer gleich gross wie jetzt gewesen wäre, nicht um mehr als etwa 10 Millionen Jahre ausgelangt haben. Und wenn die Sonne sich zusammenzöge, bis sie die Dichte der Erde erreichte, d. h. auf etwa ein Viertel ihres jetzigen Volumens, so würde die so erlangte Wärme etwa 17 Millionen Jahre ausreichen. Aber schon lange vordem müsste man erwarten, dass eine feste Kruste die Sonne

bedeckt hätte, wodurch ihre Ausstrahlung so stark gesunken wäre, dass kein Leben mehr auf der Erde existierte. Helmholtz schätzte deshalb die Dauer des jetzigen Zustandes auf höchstens 6 Millionen Jahre.

Die Berechnung von Helmholtz ist in späterer Zeit von Lord Kelvin mit den besseren Daten, die von der messenden Physik in der Zwischenzeit geschaffen worden sind, umgerechnet worden. Zwar ist dadurch eine geringe Erhöhung von etwa 25 Prozent in Helmholtz's Ziffern entstanden. Wir müssen aber doch zugeben, dass eine Existenzzeit des Lebens von gegen 15 Millionen Jahren vor uud halb so lange nach unserer Zeit viel zu knapp zugemessen ist. Die Geologen sind auch keineswegs mit den Resultaten von Lord Kelvins Rechnung zufrieden, und ein heftiger Streit ist in den naturwissenschaftlichen Kreisen Englands wegen dieser Frage entstanden. Man scheint immer mehr geneigt, den Geologen Recht zu geben, wonach folglich die ergiebigste Wärmequelle der Sonne von Helmholtz nicht gefunden wäre.

Man hat wohl vor allen anderen Versuchen zur Erklärung der Sonnenwärme an chemische Prozesse gedacht. Sind doch die chemischen Verbindungswärmen weitaus die ergiebigsten Wärmequellen auf unserer Erde, mit denen die Wärmequellen, die durch Verwendung mechanischer Energie gespeist werden, in keiner Weise verglichen werden können. Denken wir uns aber, die Sonne bestände aus Kohle, so würde ihre Verbrennung zu Kohlensäure nur dazu genügen, um etwa 8000 cal. für jedes Gramm zu entwickeln. Diese Wärmemenge würde ja höchstens gegen 4000 Jahre die Wärmeverluste der Sonne decken können. Diese Rechnung schreckte die meisten vor weiteren Ausführungen auf diesem Gebiete ab. Nur der französische Astronom Faye glaubte mit dem Wert der chemischen Prozesse in diesem Fall rechnen zu dürfen. Er sagte: Im Inneren der Sonne ist wegen der hohen Temperatur alles in seine elementaren Bestandteile zerlegt. Kommen aber die zersetzten Körper (Atome) zur Oberfläche der Sonne, vereinigen sie sich da in der relativen Kälte und geben zu grossen Wärmeentwickelungen Anlass. Diese Ansicht ist aber vollkommen unhaltbar. Entweder sinken die neuentstandenen chemischen Verbindungen nach einiger Zeit in das Innere der Sonne zurück und zerfallen wiederum in Atome, wodurch folglich genau so viel Wärme wieder verbraucht wird, wie bei ihrem Hinaustreten produziert wurde. Oder bleiben die Verbindungen an der Sonnenoberfläche bestehen, in welchem Fall eine dicke Schicht von chemisch verbundenen Körpern die äussersten Teile der Sonne ausmachen müsste. Solche Verbindungen zeigen aber, wie die roten Sterne, kannelierte Spektra. Da

dies aber nicht für die Atmosphäre der Sonne zutrifft, so bestehen gerade in ihren äussersten Schichten unverbundene Gase der chemischen Elemente. Ausserdem würde wahrscheinlicherweise die Energie auch in diesem Falle ganz unzureichend sein. Denn nach den einzigen Versuchen, die Dissociationswärme eines Körpers beim Zerfall seiner Molekeln, H_2 bezw. J_2, in Atome, $2H$ bezw. $2J$, zu berechnen, welche von E. Wiedemann und Boltzmann ausgeführt wurden, beträgt diese Wärmemenge 126000 bezw. 28500 cal., ist also von derselben Grössenordnung wie die Verbrennungswärme des Wasserstoffs, 58000 cal. pr. 2 g H_2. Mehrere Umstände, wie das Bestehen von Einzelatomen der Metalle bei sehr niedrigen Temperaturen, wie die Gefrierpunktsversuche von Tammann an Amalgamen zeigen, deuten darauf hin, dass im Falle der Metalle die Wärme beim Zerfall der aus mehreren Atomen bestehenden Moleküle in einfache Atome überaus gering, vielleicht negativ, sein muss. Alles deutet darauf hin, dass diese Energiequelle nicht bedeutend ergiebiger sein könnte, als die vorhin untersuchte, wonach die Sonnenwärme vielleicht durch Verbrennungsprozesse geschaffen werden könnte.

In den Sonnenteilen, welche vorwiegend der Beobachtung zugänglich sind, nämlich die Gasschichten oberhalb der Photosphäre, herrschen nahezu dieselben Verhältnisse, welche wir bei hohen Temperaturen auf der Erde realisieren können. Die Temperatur ist nicht übermässig viel grösser als wir sie erreichen können (2 bis 3 mal), der Druck wechselt nach den wenigen Messungen, die darüber vorliegen, zwischen einigen Atmosphären (dicht über der Photosphäre) und weniger als einem Millimeter Quecksilber (in der äusseren Chromosphäre). Wir haben deshalb allen Grund, unsere aus den Laboratoriumsversuchen gewonnenen Erfahrungen auf die Verhältnisse daselbst anzuwenden. Alle Metallverbindungen zerfallen in ihre aus Atomen bestehenden metallischen Bestandteile, wie auch das Sonnenspektrum anzeigt. Wie es aber mit den Metalloïden geht, darüber belehrt uns die Spektralanalyse nicht. Kohlenstoff kommt wohl als Gas und in fester Form (in den Wolken der Photosphäre) vor. Wasserstoff, welcher hauptsächlich in den oberen dünnen Schichten gesammelt ist, kommt wohl auch, wegen des geringen Druckes daselbst, in Form von einfachen Atomen vor. Aber der Sauerstoff und der Stickstoff, von ihnen wissen wir sehr wenig. In der Hitze des elektrischen Lichtbogens entstehen nun aus Sauerstoff und Stickstoff Ozon und die niederen Oxydationsprodukte des Stickstoffs, welche alle bei ihrer Bildung Wärme absorbieren, z. B. Ozon pro Grammolekel (= 48 g) 36200 cal., Stickstoffoxydul pro Grammolekel (= 44 g) 18000 cal., Stickstoffoxyd (= 30 g)

21600 cal., salpetrige Säure (= 72 g) 6800 cal., Stickstoffsuperoxyd (= 46 g) 7700 cal. Ebenso vereinigt sich Kohlenstoff mit Schwefel und Stickstoff zu Schwefelkohlenstoff und Cyan unter Absorption von 28700 cal. (für 76 g CS_2) bezw. 71000 cal. (für 52 g C_2N_2), und Stickstoff mit Schwefel oder Selen unter Absorption von 31900 bezw. 42600 cal. (für 46 g NS bezw. 94 g NSe). Die Verbindungen von Chlor mit Stickstoff und von Wasserstoff mit viel Schwefel unter Bildung von Chlorstickstoff und Persulfid verbrauchen auch Wärme bei ihrer Entstehung aus den Elementarstoffen. Da nun bei hoher Temperatur diejenigen Verbindungen begünstigt werden, welche Wärme bei ihrer Bildung verbrauchen, haben wir uns die Metalloïde in der Sonnenatmosphäre, an Stellen, wo der Druck nicht allzu gering ist, miteinander (zum grössten Teil) verbunden zu denken. Vielleicht sind sie aber in der Corona, wenn sie daselbst vorkommen, weil da ein ausserordentlich geringer Druck bei recht hoher Temperatur herrscht, in Elementaratome zerfallen. Aber in den etwas tieferen Schichten mit höherem Druck werden sie ohne Zweifel grösstenteils als die oben genannten oder andere bei ihrer Bildung noch mehr Wärme absorbierenden uns unbekannten Verbindungen bestehen, gänzlich im Gegensatz zu den bisher angenommenen Vorstellungen (Ostwald).

Betrachten wir die Verhältnisse in tieferen Schichten der Sonne, so lehrt die Erfahrung betreffs des Spektrums der tiefsten Stellen in dem Schatten der Sonnenflecke, dass da chemische Verbindungen vorwalten. Der nach innen immer steigende Druck begünstigt immer stärker kondensierte und zusammengesetzte Verbindungen, welche zufolge der immer steigenden Temperatur immer mehr Wärme bei ihrer Bildung verbrauchen. Alle denkbaren Körper müssen da repräsentiert sein und miteinander in chemischem Gleichgewicht stehen. Und wenn wir uns eine Vorstellung von den dort herrschenden Verhältnissen aus den uns bekannten bilden wollen, so scheint folgende Überlegung vielleicht darüber einen Anhalt zu geben.

Die chemischen Verbindungen in der Sonne befinden sich im Gaszustande gemischt und stehen untereinander in sogenanntem chemischen Gleichgewicht. Dieses Gleichgewicht verschiebt sich allmählich bei Änderung des Druckes und der Temperatur. Diese Verschiebung geht immer so vor sich, dass bei zunehmendem Druck solche Verbindungen sich bilden, welche unter Volumabnahme entstehen, bei steigender Temperatur solche, die bei ihrem Entstehen Wärme absorbieren. Es ist offenbar, dass wir sehr wenig Vorstellung von den in

der Sonne vorkommenden wichtigsten Verbindungen besitzen, da sie bei den niedrigen Temperaturen, welche wir realisieren können, nicht stabil sind. Jedenfalls ist die Ansicht nicht stichhaltig, dass bei chemischen Processen in der Sonne nicht viel mehr Wärme als bei Verbrennung von Kohle frei werden könnte. Im Gegenteil, man hat allen Anlass, anzunehmen, dass die bei hohen Temperaturen (hauptsächlich) verlaufenden Processe viel mehr Wärme (bei Abkühlung) entwickeln, als die bei niedriger Temperatur verlaufenden. Wenigstens deuten die Erfahrungen, welche wir über chemische Gleichgewichte bei niederer Temperatur besitzen, auf diesen Umstand hin. Die einfachste Annahme, für welche man übrigens einige Wahrscheinlichkeitsgründe anführen könnte, ist diejenige, dass die Wärmeentwickelung der Temperatur proportional sei, bei welcher der Process hauptsächlich vor sich geht. Danach würden die chemischen Processe, welche der Hauptsache nach bei der Abkühlung der etwa drei bis vier Millionen Grad heissen Sonne sich abspielen, etwa zehntausend mal mehr Wärme abgeben, als die wärmeergiebigsten Processe, welche wir kennen. Weiter ist das Temperaturintervall, welches die Sonne bei ihrer Abkühlung durchlaufen muss, sehr umfassend, sodass eine ganze Menge von chemischen Processen nacheinander während des Erkaltens verlaufen können. Diese Überlegung zeigt, dass es nicht unmöglich ist, anzunehmen, dass die chemischen Processe, welche sich bei der Abkühlung der Sonne abspielen, ausreichen können, um die Ausstrahlung der Sonne während Hunderten von Milliarden Jahren auf ihrer jetzigen Stärke zu erhalten. Danach ist es sehr wohl möglich und sogar wahrscheinlich, dass die chemische Energie der Sonne bei weitem die mechanische übertrifft und auch die bedeutendste Rolle zur Erhaltung der Sonnenstrahlung spielt, ungefähr wie für uns auf der Erde die chemischen Wärmequellen ohne Vergleich die wichtigsten sind.

IV. Die Planeten, ihre Satelliten und die Kometen.

Die Temperatur der Körper im Sonnensysteme. Die Sonne strahlt Wärme nach allen Richtungen aus und ein geringer Teil dieser Wärme kommt den anderen Körpern des Sonnensystemes zu Gute. Die Wirkung davon ist sehr verschieden, je nachdem der getroffene Himmelskörper eine feste Kruste hat oder nicht. Die Planeten können in zwei Gruppen nach ihrer Dichte eingeteilt werden, die erste, in welcher die Dichte über 0,6 ist (diejenige der Erde, welche etwa 5,5 mal dichter als Wasser ist, gleich 1 gesetzt), die zweite, in welcher die Dichte 0,3 oder weniger beträgt. Zur ersten Gruppe gehören der Planet Mars (Dichte $\delta = 0{,}71$) und die der Sonne näher gelegenen Planeten Erde ($\delta = 1$), Venus ($\delta = 0{,}8$) und Merkur ($\delta = 0{,}63$). Zu dieser Gruppe kann auch der Mond gezählt werden ($\delta = 0{,}62$). Zu der zweiten Gruppe gehören die äusseren Planeten Jupiter ($\delta = 0{,}23$), Saturn ($\delta = 0{,}12$), Uran ($\delta = 0{,}19$) und Neptun ($\delta = 0{,}3$). Zu dieser Gruppe kann gewissermaassen die Sonne selbst ($\delta = 0{,}25$) gezählt werden. Man hat allen Anlass anzunehmen, dass die Himmelskörper der ersten Gruppe der Erde sehr ähnlich sind, indem sie eine feste Kruste von mässiger Temperatur und ein wärmeres Innere besitzen. Sie sind sozusagen in einem weit vorgeschrittenen Stadium der Entwickelung. Die anderen Planeten dagegen, welchen eine mit derjenigen der Sonne vergleichbare Dichtigkeit eigentümlich ist, sind noch in einem relativ unentwickeltem Stadium, indem sie wahrscheinlicherweise, wie die Sonne, gasförmig sind und keine feste Kruste besitzen.

Dies stimmt auch damit überein, dass die Planeten der erstgenannten Gruppe relativ unbedeutende Masse haben, sich also relativ schnell abkühlen konnten. Die grössten sind die Erde und Venus (relative Masse $M = 1$ bezw. $M = 0{,}81$), die kleinsten Merkur ($M = 0{,}032$) und Mars

($M = 0{,}105$); noch geringere Masse hat der Mond ($M = 0{,}0122$). Dagegen ist die Masse der weniger dichten Planeten sehr gross, Uran ($M = 14{,}7$) und Neptun ($M = 16{,}5$) sind Zwerge gegen Saturn ($M = 92{,}6$) und Jupiter ($M = 309{,}5$), aber noch mehr gegen die Sonne ($M = 324\,000$).

Die grossen Planeten, welche keine feste Kruste haben, besitzen Temperaturen in ihren äusseren und sichtbaren Schichten, von welchen wir sehr wenig aussagen können. Jedenfalls können sie nicht gern für Lebewesen zuträglich sein. Die anderen Planeten mit fester Kruste besitzen eine Oberflächentemperatur, welche hauptsächlich von der Sonnenstrahlung und nicht von der inneren Wärme abhängt. Auf der Erde zum Beispiel haben die gewöhnlichen Bergarten eine Leitungsfähigkeit für Wärme, welche nicht 0,01 erreicht, d. h. eine Platte derselben, die ein Centimeter dick wäre, würde, falls sie auf der einen Seite einen Grad wärmer als auf der anderen wäre, zur kälteren Seite eine Wärmemenge von weniger als 0,01 cal. pr. Sek. hinüberbefördern. Nun ist das Wärmegefälle in der Erdkruste etwa 3000 mal geringer, folglich wird jedem Quadratcentimeter der Erdoberfläche aus dem Erdinneren pro Sekunde weniger $0{,}01 : 3000 = 3{,}3 \cdot 10^{-6}$ cal. zugeleitet. Pro Minute macht dies weniger als $2 \cdot 10^{-4}$ cal. aus, was etwa ein Tausendstel von der im Mittel von der Sonne empfangenen Wärmemenge ausmacht, wenn man die Schattenwirkung der Wolken berücksichtigt. Man kann infolgedessen für die Erde die Wärmeleitung aus dem Inneren im Ganzen gegen die Wärmestrahlung aus der Sonne vernachlässigen. Ohne Zweifel gilt dieselbe Aussage für die anderen Himmelskörper im Sonnensystem, welche eine feste Kruste besitzen.

Es ist deswegen für die Kenntnis der Oberflächentemperatur dieser Himmelskörper von grösster Wichtigkeit, den genauen Betrag der Sonnenstrahlung angeben zu können. Die Ausführung der Messungen dieser Grösse werden wir später besprechen. Vorläufig wollen wir uns damit begnügen mit Rizzo anzunehmen, dass der wahrscheinlichste Wert für einen Körper, der ebensoweit wie die Erde von der Sonne entfernt ist, 2,5 cal. pro Minute und cm^2 ausmacht. Mit anderen Worten: Auf eine Platte von 1 cm^2 Grösse, welche in derselben Entfernung von der Sonne wie die Erde belegen ist ($149{,}5 \cdot 10^6$ Kilometer), und die senkrecht gegen die Sonnenstrahlen steht, fällt in jeder Minute eine Wärmemenge von 2,5 cal.

Eine solche Platte bietet ein horizontaler Teil des Mondes, welcher gerade gegenüber der Sonne steht. Angenommen, der Mond besässe keine Atmosphäre, was jedenfalls sehr nahe mit der Wirklichkeit über-

einstimmt, so würde dieser Teil sich allmählich so stark erwärmen, dass die zuletzt in einer Minute ausstrahlende Wärme gerade 2,5 cal. ausmachen würde. Dann würde Wärmegleichgewicht eintreten. Für die Ausstrahlung der Wärme aus einem schwarzen Körper gilt das Stefansche Gesetz:

$$W = K\,(T^4 - t^4),$$

worin T die absolute Temperatur des strahlenden Körpers, t diejenige der Umgebung, auf welche die Strahlung fällt, bedeuten. Die Konstante K beträgt nach den neuesten Bestimmungen (von Kurlbaum) $1{,}28 \cdot 10^{-12}$, wenn die Sekunde als Zeiteinheit genommen wird, $0{,}768 \cdot 10^{-10}$, wenn als Zeiteinheit die Minute gewählt wird.

Nun wird ein Teil der Sonnenstrahlung vom Monde reflektiert, diesen können wir folgendermaassen schätzen. Nach Langley beträgt der helle Teil der Sonnenstrahlung etwa 40 Prozent, nach Zöllner reflektiert der Mond 12 Prozent dieser hellen Strahlung, d. h. der absorbierte Teil ist 2,5, 0,4 0,88 = 0,88 cal. von heller Strahlung. Dagegen kann die Mondoberfläche in Bezug auf die dunkle Strahlung der Sonne, welche 1,5 cal. beträgt, als absolut schwarzer Körper angesehen werden. Es gilt also für diesen Teil des Mondes:

$$W = 1.5 + 0.88 = 0{,}768\,(T^4 - t^4).\ 10^{-10}.$$

t wäre als die mittlere Temperatur des Weltraumes zu bezeichnen. Für diese Grösse hat Langley nachgewiesen, dass sie ohne nennenswerten Fehler gleich 0 gesetzt werden kann. Aus dieser Gleichung berechnet man die Temperatur der heissesten Teile des Mondes (über welche die Sonne senkrecht steht) zu $T = 419^0$ abs. oder 146^0 C. Auf einer anderen Stelle, die w Grad von dem Mittelpunkt der Mondscheibe des Vollmondes entfernt ist, fällt nicht die Wärmemenge $W = 2{,}38$ cal. pro cm^2, sondern, da der Winkel zwischen der Normale (= dem Mondradius) und der Richtung der Sonnenstrahlen offenbar w ist, eine geringere Menge $W_1 = 2{,}38 \cos w$ cal pro cm^2. Die Temperatur wird folglich:

$$2{,}38 \cos w = 0{,}768\ T^4.$$

Auf diese Weise berechnet man folgende Werte $T_{ber.}$

$w =$	T_{ber}	t	$T_{beob.}$ V. M.	$T_{beob.}$ N. M.	Mittel
0	419	146	454	454	454
10	418	145	453	453	453

$w =$	$T_{ber.}$	t	$T_{beob.}$		Mittel
			V. M	N. M.	
20	413	140	447	450	448
30	403	130	430	440	435
40	392	119	400	424	412
50	376	103	365	400	382
60	353	80	331	365	348
70	321	48	292	318	305
80	271	— 2	227	240	239
85	228	— 45			
87,5	192	— 81			
90	0	—273	0	75	38.

Wir wollen jetzt die mittlere Strahlung des ganzen Vollmondes gegen die Erde berechnen. Zu diesem Zwecke denken wir uns Kreise um den Mittelpunkt der Mondscheibe gelegt und zwar so, dass die Breite eines Kreises vom Mittelpunkt des Mondes gesehen, einen Bogen von einem Grad beträgt. Nun ist die Strahlung einer Scheibe, welche in der Richtung der Normale die Strahlung S aussendet, in einer anderen Richtung, welche den Winkel w mit der Normale bildet, $S \cos w$. Es strahlt also die Scheibe genau so viel Wärme aus, wie ihre Projektion senkrecht zur Strahlungsrichtung in der Richtung ihrer Normale aussenden würde. Der Vollmond strahlt also genau so viel Wärme aus, wie eine Scheibe von derselben Temperatur. Die Oberfläche jedes strahlenden kreisförmigen Elementes besitzt einen Wert von T^4, welches dem $\cos w$ proportional ist. Die Strahlung ist demnach mit $2{,}38 \cos w$ für jede Fläche von 1 cm^2 Grösse proportional. Der Umkreis eines Elementes der Mondscheibe ist $2 \pi r \sin w$, wenn r der Mondradius ist. Die Breite von jedem Element ist $d\ (r \sin w) = r \cos w\ dw$. Mit anderen Worten die Strahlung von einem Element ist ausgedrückt durch:

$$2{,}38 \cos w.\ 2 \pi r \sin w.\ r \cos w\, d w$$

und für die ganze Mondscheibe durch

$$2{,}38.2 \pi r^2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 w \sin w\, d w = \tfrac{1}{3}\, 2{,}38.2 \pi r^2.$$

Wenn wir nun eine wirkliche Scheibe an Stelle des Mondes hätten, so wäre ihre Strahlung:

$$2{,}38 \pi r^2.$$

Die Strahlung des Vollmondes ist folglich $^2/_3$ so gross wie die Strahlung einer Scheibe von gleicher Winkelgrösse, die senkrecht gegen die Sonnenstrahlen steht. Die Temperatur einer solchen Scheibe, die gleich viel Wärme ausstrahlte, wie der Vollmond kommt auf den Wert $\sqrt[4]{^2/_3 \,.\, 2{,}38.10^{10} : 0{,}768} = 379^0$ abs. Temp. $= 106^0$ C.

Lord Rosse, der die ersten Versuche über die Grösse der Wärmestrahlung des Mondes ausführte, fand, dass der Mond ebensoviel Wärme ausstrahlt, wie eine schwarze Scheibe von gleichem Gesichtswinkel und 110^0 C. Temperatur, was ja sehr gut mit der obigen Berechnung übereinstimmt.

In neuerer Zeit sind Messungen über die Wärmestrahlung des Mondes von Very ausgeführt worden. Die von ihm berechneten Werte der Mondtemperatur sind oben unter $T_{beob.}$ angeführt. Wie ersichtlich, sind die Temperaturen auf dem Vollmond nicht gleich gross zu den beiden Seiten des Mittelpunktes der Mondscheibe. Dies rührt davon her, dass die Punkte, welche „Nachmittag" auf dem Monde haben, länger und intensiver beleuchtet gewesen sind, als diejenigen, welche Vormittag haben, d. h. wo die Sonne im Steigen begriffen ist. Und es ist natürlich, dass es einige Stunden erfordert, bis die Oberfläche des Mondes auf die definitive Temperatur erwärmt werden kann. Die Berechnungsweise von Very scheint zu hohe Werte geliefert zu haben, welche auch die theoretisch berechneten übertreffen. Eine Überschlagsrechnung, die ich betreffs der Daten von Very ausführte, gab eine Temperatur von etwa 140^0 C. an der wärmsten Stelle, also in sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Berechnung. Auch für die anderen Teile des Mondes stimmte meine Berechnung von Verys Originaldaten sehr gut mit den theoretischen Werten $T_{ber.}$ Als mittlere effektive Temperatur der Mondscheibe fand ich etwa 100^0 C. in bester Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert.

Wie aus diesen Ziffern hervorgeht, wechselt die Temperatur auf dem Monde riesig schnell. Auf der von der Sonne gekehrten Seite sinkt die Temperatur während der nahezu 15 Tage betragenden Nacht immer tiefer, so dass sie zuletzt nur wenige Grad der absoluten Temperaturskala beträgt. Die Wärme wird durch die Zuleitung aus dem Innern aufrecht gehalten, und da die Temperatur, wie für die Erde, in einigen Metern Tiefe ohne Zweifel nahezu konstant und am Äquator des Mondes im Mittel etwa -60^0C. ist, wird die Oberflächentemperatur daselbst wahrscheinlicherweise nie unter $+100^0$ abs. Temp. sinken. In der Nähe der Mondpole wird sie dagegen sehr nahe zum absoluten Nullpunkt kommen.

Auf dem Planeten Merkur herrschen ziemlich dieselben Verhältnisse wie auf dem Monde. Immer ist dieselbe Seite dieses Planeten der Sonne zugekehrt, und wenn er eine Atmosphäre besitzt, so ist sie sehr dünn. Die Sonnenstrahlung ist da 6,7 mal grösser als auf dem Monde, wodurch die absoluten Temperaturen 1,6 mal höher werden. So wäre die Temperatur auf dem heissesten Punkte 670^0 abs. $= 397^0$ C. Auf der Hinterseite, welche nie von der Sonne beleuchtet wird, kann die Temperatur nur wenige Grad über dem absoluten Nullpunkt liegen.

Umgiebt eine geringe Atmosphäre, wie ja wahrscheinlich ist, diesen Planeten, so wird eine stetige Luftströmung in den Gegenden der wärmsten Teile aufsteigen, in den höheren Luftschichten radiell nach allen Seiten sich zerstreuen, um in den von der Sonne entferntesten Gegenden wieder hinunterzusteigen und längs dem Boden zum sonnennächsten Punkte zurückzufliessen.

Diese Luftbewegung wird von relativ sehr grossen Kräften getrieben und besitzt dadurch eine ungemein grosse Intensität. Infolgedessen ist es wohl denkbar, dass auf Merkur ein Ausgleich der Temperatur stattfindet.

Um die Temperatur eines anderen Planeten zu berechnen, muss man seinen Albedo kennen, d. h. denjenigen Bruchteil des einfallenden Sonnenlichtes, welcher von ihm reflektiert wird. Diese Grösse wurde von Zöllner bestimmt, in neuerer Zeit liegen genauere Bestimmungen vor; besonders diejenigen von G. Müller beanspruchen grosse Genauigkeit. Der Albedo beträgt:

	nach Zöllner	Neuere Bestimmung
für den Mond . .	0,119	—
Merkur .	0,114	0,14
Venus . .	0,623	0,76
Mars . .	0,267	0,22
Jupiter .	0,624	0,62
Saturn . .	0,498	0,72
Uran . .	0,640	0,60
Neptun .	0,465	0,52

Eine entsprechende Ziffer für die Erde ist natürlicherweise nicht direkt beobachtet worden. Die wahrscheinlichste Annahme, die man wohl machen kann, ist, dass sie derjenigen der Venus am nächsten kommt. Denn kein anderer der Planeten besitzt eine Atmosphäre, welche so nahe derjenigen der Erde steht. Wahrscheinlicherweise ist der Albedo der

Erde etwas geringer, weil ihre Atmosphäre dünner ist (vgl. unten). Annäherungsweise kann man wohl damit rechnen, dass die Erde etwa $^2/_3$ des einfallenden Sonnenlichtes und etwa $^1/_3$ der einfallenden Sonnenwärme wieder in den Weltraum hinaussendet.

Es wäre demnach, da die strahlende Erdoberfläche 4 mal grösser ist als der Durchschnitt des Cylinders von Sonnenstrahlen, welche die Erde treffen, die mittlere Temperatur T der Erde aus folgender Gleichung zu berechnen

$$2{,}5\,(1 - {}^1/_3) = 1 \,.\, 0{,}768 \,.\, 10^{-10}\, T^4,$$

woraus $T = 271{,}3$ oder $-1{,}7^0$ C. Nun ist es wohlbekannt, dass die Temperatur der Erde im Mittel bedeutend höher ist, ungefähr $+15^0$ C.

Eine Erklärung dieser scheinbaren Discrepanz ist nicht schwer zu finden. Bei der oben gegebenen Berechnung wurde vorausgesetzt, dass die ganze Erdwärme von der Erdoberfläche ausstrahlt. Dies würde der Fall sein, wenn, wie beim Monde, keine Atmosphäre vorhanden wäre, oder, wenn die Atmosphäre keine Absorption auf die Wärmestrahlung der Erde ausübte und dementsprechend keine Strahlung in den Weltraum aussendete. Die Gase der Atmosphäre verhalten sich nun in dieser Beziehung sehr verschieden. Die Hauptmasse der Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Argon, scheint keine Absorption auf die dunkle Wärmestrahlung der Erde auszuüben. Ganz anders verhalten sich zwei Gase, die nur in geringer Menge in der Luft vorkommen, nämlich Wasserdampf und Kohlensäure. Diese Gase besitzen nach den Messungen von Ångström, Paschen und Rubens und Aschkinass im ultraroten sehr starke und breite Absorptionsbänder. Infolgedessen absorbieren sie einen bedeutenden Teil der Wärmestrahlung der Erde und strahlen ebenso viel Wärme in den Weltraum hinaus. Bei dieser Strahlung ist die Temperatur des strahlenden Körpers, also der strahlenden Schichten von Kohlensäure und Wasserdampf, maassgebend. Die Hauptmasse des Wasserdampfes ist gegen die Erdoberfläche hin konzentriert und die höheren Luftschichten enthalten, hauptsächlich zufolge ihrer niederen Temperatur, sehr wenig Wasserdampf. Dagegen ist die Kohlensäure zufolge der Luftströmungen ziemlich gleichmässig durch die ganze Atmosphäre verteilt, und die strahlenden Schichten der Kohlensäure besitzen deshalb eine sehr niedrige Temperatur (nach den Bestimmungen bei Ballonfahrten im Mittel etwa 75^0 C. unter derjenigen der Erdoberfläche).

Die Temperatur $-1{,}5$, welche oben erhalten wurde, ist also eine mittlere Temperatur der von der Erde in den Weltraum strahlenden

Teile der Erdoberfläche und der Atmosphäre, wobei jeder Teil im Mittel mit einem Anteil eingeht, welcher dem in den Weltraum eindringenden Anteil seiner Strahlung proportional ist. Je stärker der Kohlensäuregehalt in der Luft ist, um so höher liegen die hauptsächlich strahlenden Schichten dieses Gases, um so niedriger wird ihre Temperatur und infolgedessen die mittlere Temperatur der Erde als Strahlungskörper betrachtet; um so weniger Wärme verliert also die Erde. Die Kohlensäure, und in gleicher Weise der Wasserdampf der Atmosphäre, wirkt infolgedessen als eine schützende Decke, deren Dicke und wärmeschützende Eigenschaft mit der Kohlensäuremenge (und dem Wasserdampfgehalt) zunimmt.

Aus Beobachtungen über die Wärmeabsorption der Kohlensäure habe ich berechnet, dass eine Senkung der Kohlensäuremenge von dem jetzigen Betrag (0,03 Proz. der Luft) auf etwa die Hälfte eine Temperaturerniedrigung bewirken würde von 4 bis 5° C., gegen die jetzigen Verhältnisse. Dies würde etwa dem Einbrechen einer neuen grossen Eiszeit entsprechen. Dagegen würde eine Erhöhung des Kohlensäuregehaltes der Luft auf den dreifachen Betrag des jetzigen Wertes die Temperatur so stark erhöhen — um etwa 8° C., dass das Klima etwa demjenigen der Eozenzeit entsprechen würde. In dieser Zeit gediehen edle Baumarten auf Spitzbergen und Grönland, wogegen bei der grossen Eiszeit Europa bis Mitteldeutschland ganz mit Eis bedeckt war. Dieser Effekt wird noch sehr dadurch verschärft, dass in den polaren Gegenden die Ausdehnung der die Wärme stark reflektierenden Schneedecke sich verändert, wodurch der Verlust an Sonnenwärme in diesen Gegenden noch stärker schwankt als in Gegenden, wo Schneebedeckung nie vorkommt. Es ist dies der wahrscheinliche Grund, dass die geologischen Klimaschwankungen sich in ganz unerhörtem Grade in den polaren Gebieten bemerklich gemacht haben.

Noch deutlicher tritt dieser Umstand hervor, wenn man die Verhältnisse auf dem Planeten Mars ins Auge fasst. Die Temperatur der Marsoberfläche würde nach der oben gegebenen Berechnungsweise sich zu — 37° C. belaufen. Es ist nun aber aus allen Umständen deutlich dass die Temperatur auf dem Mars ungefähr dieselbe ist, wie auf der Erde. Dies beruht auf zwei Umständen. Teils ist die Atmosphäre des Mars viel durchsichtiger als diejenige der Erde und es kommen ausserordentlich wenige Wolken in ihr vor. Wahrscheinlicherweise ist auch der in der Marsatmosphäre schwebende feine Staub, welcher das violette Ende des Spektrums abschneidet, ganz verschwindend gegen denjenigen in

der Erdatmosphäre. Den grössten Einfluss übt aber ohne allen Zweifel irgend ein stark wärmeabsorbierendes Gas in der Marsatmosphäre aus. Durch verschiedene Umstände ist es wahrscheinlich, dass die Menge von Wasserdampf in der Marsatmosphäre sehr unbedeutend ist. Man hat danach an die Kohlensäure in erster Linie zu denken. Der Kohlensäuregehalt der Marsatmosphäre könnte gut diejenige der Erdatmosphäre um das hundertfache übersteigen (sie würde dann einem Druck von etwa 30 mm Quecksilber entsprechen), ohne dass dieser Umstand irgendwie mit dem dünnen Zustande der Marsatmosphäre unvereinbar wäre. Diese Kohlensäuremenge würde aber ohne Zweifel mehr als genügen, um die Temperatur des Mars auf einer höheren Stufe, als diejenige der Erde, zu erhalten.

Was die übrigen Planeten betrifft, so sind die Kenntnisse über ihre Temperatur sehr gering. Nach einer Berechnung von Christiansen, die der oben gegebenen (S. 166) entspricht, wäre sie auf Venus 65° C., auf Jupiter — 147° C., auf Saturn — 180° C., auf Uran — 207° C. und auf Neptun — 221° C. Betreffs der Temperatur auf Venus ist zu bemerken, dass dieser Planet nach Schiaparellis Beobachtungen immer dieselbe Seite der Sonne zuwendet, d. h. sich ähnlich dem Merkur verhält. Auf der zur Sonne gewendeten Seite würde demnach eine mittlere Temperatur von 143° C. herrschen, mit einem Maximum von etwa 187° C. Auf der von der Sonne gewendeten Seite würde die Temperatur sich nicht viel vom absoluten Nullpunkt unterscheiden. Diese kolossalen Differenzen werden natürlicherweise in hohem Grade durch die dichte Atmosphäre der Venus ausgeglichen, welche in einem enorm kräftigen Winde in den oberen Schichten von der Sonnen- zur Schattenseite strömen muss, um in den tieferen Schichten in umgekehrter Richtung zurückzukehren.

Nach neueren Beobachtungen scheint Schiaparellis Annahme unzutreffend zu sein, und die Verhältnisse auf der Venus wären demnach denjenigen auf der Erde sehr ähnlich. Wegen des grösseren Albedos der Venus ist ihre mittlere Temperatur wohl etwas niedriger als die berechnete (65° C.). Dieser Planet kann folglich, besonders in den circumpolaren Gegenden, sehr wohl organisches Leben beherbergen.

Was die Planeten ausserhalb Mars betrifft, so deutet ihre geringe Dichte, welche derjenigen der Sonne sehr nahe kommt, darauf hin, dass sie aus lauter Gasen bestehen. Es kann deshalb nicht gern von einer Oberflächentemperatur dieser Himmelskörper, ebensowenig wie von einer solchen bei der Sonne, die Rede sein. Die Temperatur nimmt von den

äussersten Schichten ihrer Atmosphäre, wo sie von dem absoluten Nullpunkte nicht allzu entfernt sein dürfte, auf immer höhere Werte zu, je näher zum Mittelpunkt sie gemessen wird. Im Mittelpunkt erreicht sie äusserst hohe Werte, die gegen Millionen von Graden zu schätzen sind.

Bei diesen Planeten, wo also keine feste Kruste einen merklichen Wärmetransport aus dem Innern verhindert, wird kein Gleichgewicht zwischen hinein- und hinausgestrahlter Wärme stattfinden, wie oben bei der Berechnung der Temperaturverhältnisse auf Planeten mit starrer Oberfläche vorausgesetzt wurde. Im Gegenteil wird, wie bei der Sonne, die Ausstrahlung die Einstrahlung enorm überwiegen und eine allmähliche Abkühlung stattfinden.

Die grossen Planeten sind mit Monden reichlich versehen. Wahrscheinlicherweise sind die Trabanten meistens so weit abgekühlt, dass sie eine feste Oberfläche haben. Die Temperatur derselben wäre demnach auf dieselbe Weise wie diejenige des Mars und der sonnennäheren Planeten zu berechnen. Ihre Oberflächentemperatur würde also nach dem vorhin gesagten weit unter Null liegen, wenn sie nur auf die Sonne als Wärmequelle angewiesen wären. Nun kommt aber die Strahlung der Planeten hinzu, welche nicht unbeträchtlich sein dürfte. Es wäre demnach denkbar, dass diese Trabanten teilweise zur Entwickelung von organischem Leben geeignet sein könnten.

Die Atmosphäre der Planeten. Eine ganz interessante Bemerkung betreffs der Atmosphäre der Planeten hat Johnstone Stoney gemacht. Nach den Ansichten der kinetischen Gastheorie, welche allgemein angenommen ist, besitzen die Gasmoleküle eine bestimmte mittlere Geschwindigkeit, die bei 0^0 C. für Sauerstoff 461, für Stickstoff 492, für Wasserstoff 1848 M. pro Sekunde beträgt. Diese Geschwindigkeit ist übrigens der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur direkt und der Quadratwurzel aus dem Molekulargewicht umgekehrt proportional. Wenn also ein Himmelskörper eine sehr geringe Anziehungskraft besässe, so würden die Gasmolekeln von ihm wegfliegen.

Mit Hilfe der oben gegebenen Entwickelungen über das Schwerenpotential finden wir, dass die Geschwindigkeit v eines Körpers, welcher aus unendlicher Entfernung auf einen Planeten hinunterfällt mit der Masse m und dem Radius r bestimmt ist durch die Gleichung:

$$^1/_2 v^2 = k \frac{m}{r},$$

worin k die Gravitationskonstante bedeutet (vgl. S. 84).

Für die Erde ist nun $k\frac{m}{r^2}$, d. h. die Beschleunigung eines fallenden Körpers 981 $\frac{\text{cm}}{\text{sek}^2}$ und, da der Erdradius 6400.10^5 cm lang ist, so wird

$$v^2 = 2k\frac{m}{r^2}\cdot r = 2.981.6400.10^5,$$

woraus $v = 1{,}12.10^6$ cm $=$ 11200 m.

An der Sonnenoberfläche ist die Gravitation 27,47 mal grösser als auf der Erde, der Sonnenradius 109 mal länger als der Erdradius. Folglich wird die Geschwindigkeit eines aus unendlicher Entfernung in die Sonne hineinstürzenden Körpers etwa 50 mal grösser, oder genau 613 km pro Sekunde. Ein solcher in die Sonne hineinstürzender Körper läuft schon, wenn er die Erdbahn durchquert, welche einen 215,68 Sonnenradien langen Halbmesser besitzt, mit einer Geschwindigkeit von 41,7 km.

Viel geringere Werte besitzen der Mond und Mars, indem ihr Halbmesser 0,27 bezw. 0,53 des Erdhalbmessers beträgt, die Gravitation auf diesen Himmelskörpern 0,167 bezw. 0,38 derjenigen auf der Erde erreicht. Daraus folgt, dass die Geschwindigkeit eines von diesen Himmelskörpern angezogenen Körpers 2380 bezw. 5030 m pro Sekunde beträgt, wenn er in sie aus unendlicher Entfernung hineinstürzt.

Ebenso grosse Geschwindigkeiten müssen die aus den Atmosphären der Planeten hinausschiessenden Körper besitzen, damit sie sich aus der Anziehungsphäre dieser Himmelskörper entfernen können, um nie mehr zurückzukehren. Daraus scheint es hervorzugehen, dass sogar der Mond die Wasserstoffmolekeln bei sich fesseln könnte, nachdem ihre mittlere Geschwindigkeit (bei 0^0 C.) nur 1848 m beträgt. Bei der maximalen Temperatur des Mondes (etwa 150^0 C.) würde die betreffende Geschwindigkeit 2300 m pro Sekunde betragen. Nun verhält es sich aber nach Maxwell so, dass diese Ziffer nur die mittlere Geschwindigkeit der Wasserstoffmolekeln bei 150^0 C. darstellt, einige von ihnen besitzen die doppelte, andere, aber verschwindend wenige, die zehnfache Geschwindigkeit u. s. f. Es folgt hieraus unzweifelhaft, dass nach der kinetischen Gastheorie kein Wasserstoff auf dem Mond existieren kann.

Auch andere Gase werden allmählich aus den Atmosphären der Planeten verschwinden, sie werden aber um so länger bleiben, je grösser die Planeten sind und je schwerer die Gase. Daraus sollte es verständlich sein, dass die Erdatmosphäre weder Wasserstoff noch Helium (Molekulargewichte 2 bezw. 4) enthält, obgleich das erste Gas den Vulkanen,

das zweite einigen Quellen entweicht. (In jüngster Zeit hat man wohl diese beiden Gase in minimalen Spuren in der Erdatmosphäre nachgewiesen. Dies ist aber kein Beweis gegen die Behauptung, dass die Erde diese Gase, welche in so ungeheuerer Menge in der Sonnenatmosphäre vorkommen, nicht an sich zu fesseln vermag). Noch schwächer ist die Fähigkeit des Mars seine Atmosphäre zu behalten. Nach Campbells Schätzung ist die Atmosphäre des Mars wahrscheinlicherweise etwa doppelt dünner als die Luft auf den höchsten Bergen der Erde. Nach Stoneys Berechnungen soll Wasserdampf (Mol. Gew. 18) da nicht bleiben können, wogegen Stickstoff (M. G. = 28), Sauerstoff (M. G. = 32) und Kohlensäure noch da festgehalten wären. Nach ähnlichen Berechnungen von Bryan soll aber Wasserdampf vom Mars festgehalten werden. Jedenfalls ist es höchst wahrscheinlich, dass Wasser und infolgedessen Wasserdampf auf Mars vorkommen, aber in bedeutend geringerer Menge als auf der Erde. Zuletzt kommen solche Körper wie der Mond, welche keine nennenswerte Atmosphäre zurückzuhalten vermögen. Nach Stoneys Berechnungen sollte kein Trabant der Planeten, vielleicht mit Ausnahme des grossen Neptunmondes imstande sein, eine Atmosphäre um sich zu konzentrieren. (Auch für die Jupitermonde wird man eine ähnliche Ausnahme machen müssen.) Die Berechnungen von Stoney scheinen ein wenig übertrieben zu sein, indem er nicht genügend in Betracht gezogen zu haben scheint, dass die hinausfliegenden Gasmolekeln von den äussersten Schichten der Atmosphäre stammen, wo die Temperatur und infolgedessen die Geschwindigkeit der Gasmoleküle viel geringer ist als in der Nähe der festen Kruste des Himmelskörpers.

Für Venus sollten ungefähr dieselben Verhältnisse wie für die Erde obwalten, indem die Schwere daselbst ungefähr gleich gross wie diejenige auf der Erde ist (das Verhältnis ist wie 4:5) und die Halbmesser der beiden Planeten ziemlich genau gleich gross sind. Demnach könnte man erwarten, dass die Atmosphäre der Venus etwas dünner wäre, wie diejenige der Erde. Die direkten Beobachtungen zeigen aber, dass das Umgekehrte zutrifft. Venus besitzt eine so starke atmosphärische Refraktion, dass sie, wenn sie der Sonne sehr nahe steht, wie bei den Venusdurchgängen durch die Sonne, wie ein Lichtring erscheinen kann, indem das Sonnenlicht so kräftig durch die Atmosphäre der von der Sonne entfernteren Seite abgelenkt wird, dass es zur Erde gelangt. Nach den Berechnungen von Mädler würde die Atmosphäre der Venus etwa 1,7 mal dichter als diejenige der Erde sein. Auf diesen Umstand deutet auch der ungewöhnlich hohe Albedo dieses Planeten hin, indem dieser

durch starke Wolkenbildung erklärt wird. Die Wolken können sich nämlich in der dichten Atmosphäre sehr lange schwebend erhalten. Als Gegensatz dazu können die Verhältnisse auf dem Mars angeführt werden, wo die Atmosphäre ausserordentlich durchsichtig ist wegen sehr geringer Wolkenbildung, indem die Niederschläge in der dünnen Atmosphäre sehr bald heruntersinken.

Auf dem Merkur (Halbmesser 0,37, Schwere 0,24) sind die Verhältnisse sehr ungünstig für das Bestehen einer Atmosphäre. Die direkten Beobachtungen deuten auch darauf hin, dass seine Atmosphäre sehr dünn sei.

Noch geringere Dimensionen haben die kleinen Planeten. Der grösste von ihnen, Ceres, erreicht nicht einmal 1000 km Durchmesser. Dementsprechend ist ihr Albedo sehr gering. Vesta besitzt wohl einen Albedo gleich demjenigen von Mars. Ceres und Pallas, die beiden grössten, kommen in Bezug auf Albedo unter Merkur. Dieser geringe Albedo deutet auf Abwesenheit von Atmosphäre, wie nach Stoney zu erwarten ist.

Die Spektra der Planeten zeigen im allgemeinen den Charakter des Sonnenspektrums. Dasjenige des Mondes unterscheidet sich davon ausschliesslich durch seine Intensität. Die Spektren von Venus und Mars (?) zeigen die sogenannten tellurischen Linien, welche von Sauerstoff und Wasserdampf herrühren, verstärkt, woraus man geschlossen hat, dass diese Körper und besonders Wasserdampf in ihren Atmosphären vorkommen sollten. In den Spektren von Jupiter und Saturnus erscheint ausserdem ein intensives Band im Rot (um 618 $\mu\mu$, Fig. 51). In den Spektren von Uran und Neptun (vgl. Fig. 52) treten noch neue Bänder, besonders eins im Grün und eins im Blau auf, welche in den Spektren der anderen Planeten nicht vorkommen.

Die theoretischen Betrachtungen von Stoney zeigen, obgleich sie in den meisten Fällen keine absolut scharfen Schlüsse erlauben, doch eine so gute Übereinstimmung mit der Erfahrung, dass sie volle Aufmerksamkeit verdienen. Die von den Planeten sich entfernenden Gasmolekeln würden zum grössten Teil in der Anziehungssphäre der Sonnenmasse verbleiben. Denn wenn eine Geschwindigkeit von 11,2 km genügt, um eine Molekel aus dem Wirkungsgebiet der Erde zu entfernen, so würde diese Geschwindigkeit bei weitem nicht genügen, um die Molekel von der Sonne zu entfernen. Eine Molekel an der Erdbahn, welche nicht von der Erde angezogen wird, braucht nämlich eine Geschwindigkeit von 41,7 km, um aus dem Bereich der Sonne geschleudert

zu werden. Für eine Molekel an der Erde, welche also sowohl der Anziehung der Erde als der Sonne unterworfen ist, wird demnach eine Geschwindigkeit nötig sein, die gleich ist

$$v = \sqrt{11{,}2^2 + 41{,}7^2} = 43{,}2 \text{ km pro Sekunde.}$$

Unter den sich von der Erde entfernenden Molekeln, deren Geschwindigkeit 11,2 km pro Sekunde übersteigt, wird nur eine absolut verschwin-

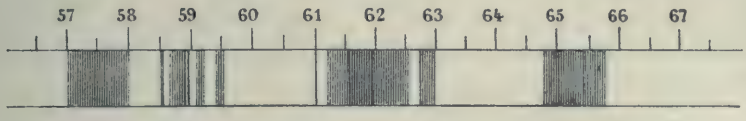


Fig. 51. Spektrum des Jupiter nach H. C. Vogel.

dende Zahl die genügende Geschwindigkeit besitzen, um sich aus dem Sonnensystem entfernen zu können. Man könnte vielleicht vermuten, dass die Gasmolekeln ebenso wie Tröpfchen von der Sonne hinweggestossen werden würden. Indes absorbieren und reflektieren die Gase in dünner Schicht so wenig Licht, dass eine solche Abstossung unwahrscheinlich ist. Es wird sich infolgedessen eine ausserordentlich dünne Atmosphäre im ganzen Sonnensystem bilden, welche durch die Gravitation der Sonne beherrscht und wohl allmählich durch Zusammenstösse

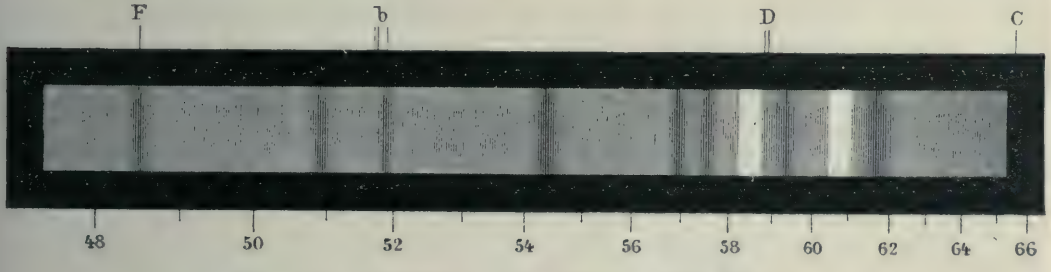


Fig. 52. Spektrum des Uranus nach Keeler.

zwischen den Einzelmolekeln zur Sonnenatmosphäre hinübertransportiert wird. Im Sonnensystem wird infolgedessen die Atmosphäre der Sonne auf Kosten derjenigen der Planeten und ihrer Monde wachsen, und dies um so schneller, je geringer das Molekulargewicht der betreffenden atmosphärischen Gase ist. Was die verschiedenen Sonnen betrifft, werden sie wohl auch ähnliche Verluste erleiden, obgleich in ausserordentlich geringem Maasstabe, und dabei werden die leichtesten und heissesten Sterne die relativ grössten Verluste erfahren, welche dann ohne Zweifel allmählich den schwereren und kälteren zu gute kommen.

Der Mond (Fig. 53). Auf dem Monde kommen, wie man schon mit

unbewaffnetem Auge bemerken kann, dunkle unregelmässig ausgebreitete Flecke vor. Schon früh nannte man diese dunklen Stellen, welche im Gegensatz zu den lichteren Teilen des Mondes relativ frei von Unebenheiten sind, „Meere“. Sie befinden sich zum überwiegenden Teil

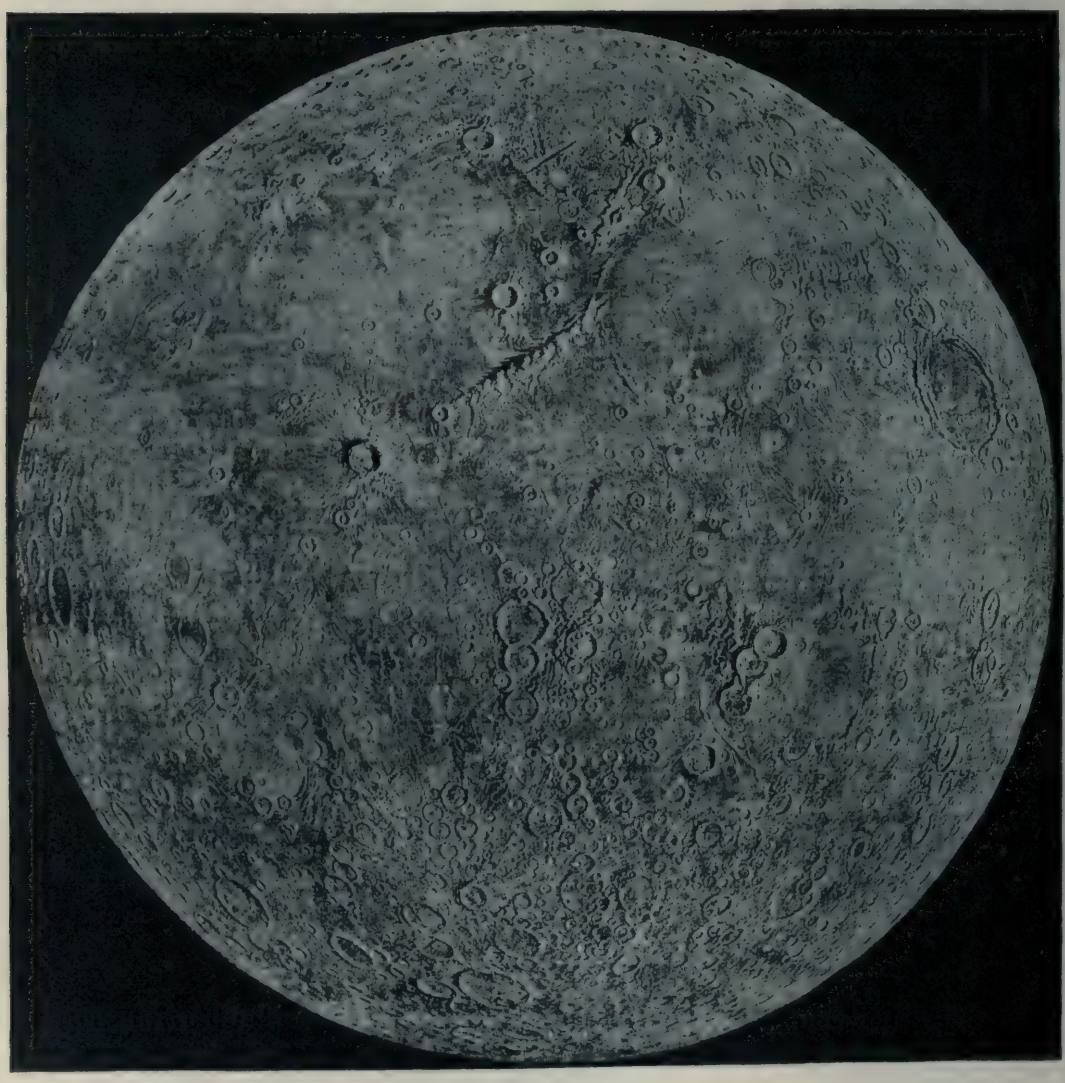


Fig. 53. Der Mond.

auf der Südseite des Mondes. Von diesen „Meeren“ breiten sich zu den Seiten weniger dunkle „Buchten“, „Seen“ und „Sümpfe“ („Palus“) aus. Obgleich man jetzt nicht mehr glaubt, dass diese Meere von Wasser erfüllt sind, so haben sie doch viele Ähnlichkeiten mit dem Boden eines Meeres auf der Erde. Ihr mittlerer und überwiegender Teil ist konvex

und beinahe ausschliesslich an ihren Rändern kommen, wie bei den irdischen Meeresböden, konkave Teile vor. Man hat deshalb eine ähnliche Bildungsweise der „Mondmeere“ wie der Meere auf der Erde anzunehmen. Durch die allmähliche Zusammenziehung des Mondinnern mussten Einstürze vorkommen, welche die Bildung der Meere veranlassten.

Die charakteristischsten Erscheinungen auf dem Monde sind die stark entwickelten Ringgebirge, welche unseren Vulkanen entsprechen. Am nächsten scheinen die Mondvulkane in ihrer Thätigkeitszeit den Lavaseen Mauna Kea und Mauna Loa auf Havaii entsprochen zu haben. Sie sind von bedeutend grösseren Dimensionen als die irdischen Vulkane. Es giebt Wallebenen, wie Clavius, Maginus u. s. w., von über 200 km Durchmesser und Kraterchen von etwa 1 km Durchmesser. Die Ringgebirge haben im Mittel etwa 40—80 km Durchmesser. Von solchen giebt es mehrere Hunderte, von Kratern viele Tausende auf dem Monde. Besonders ist die Höhe der Mondberge, nach dem Schatten, den sie werfen, bedeutender als auf der Erde. Der höchste gemessene Ringberg, Curtius, nahe dem Südpol, erhebt sich teilweise über die umschlossene Fläche mit etwa 8000 m. Die Wälle der grossen Ringgebirge erreichen etwa 4000 m Höhe über der Umgebung. Die grosse Unebenheit der Mondoberfläche rührt wohl daher, dass auf dem Monde kein Wasser vorhanden gewesen ist, um die Erhöhungen abzutragen. Jedenfalls müssen die Vulkane auf dem Monde einst viele Gase und auch Wasserdampf ausgeschleudert haben, welche jetzt von dort so gut wie gänzlich verschwunden sind. Auf die einstige Anwesenheit einer Atmosphäre deuten mehrere Umstände, unter anderem das Vorfinden von Staubmassen, die man als vulkanische Asche gedeutet hat, in Entfernungen von gegen tausend Kilometern von ihren Ausbruchsstellen. Diesen langen Weg sind allem Anschein nach die Aschen von dem Winde getragen worden. Auch die Rillen, schmale bis zu mehreren hundert Kilometer lange Schluchten, welche Wälle, Berge und Niederungen ohne Hinsicht auf die Topographie durchsetzen, bieten einige Ähnlichkeiten mit alten Flussbetten, obgleich sie auch in vielen Beziehungen davon abweichen. Diese Umstände machen es fraglich, ob jede Spur einer Atmosphäre jetzt von unserem Satelliten verschwunden sein kann. Natürlicherweise kann man nichts anderes behaupten, als dass die Mondatmosphäre eine gewisse Grösse nicht übersteigen kann. Man schätzt diese Grösse jetzt zu etwa 2 mm Quecksilber ($^1/_{400}$ der Erdatmosphäre).

Eine Frage von grossem Interesse, welche in letzterer Zeit mehrfach diskutiert worden ist, ist diejenige, ob Veränderungen auf der Mond-

oberfläche jetzt noch vorkommen. Sehr eigentümlich in dieser Beziehung ist die Beobachtung von Klein, welcher 1877 einen neuen Krater in der Nähe von (dem in der Mitte der Mondscheibe gelegenen Krater) Hyginus entdeckte. Nachdem diese Gegend sich besondere Aufmerksamkeit zugezogen hat, sind daselbst zwei neuentstandene Rillen aufgefunden worden (22. Januar 1896), welche „unmöglich hätten übersehen werden können, wenn sie (bei der Beobachtung) am 10. Juni 1894 bereits vorhanden gewesen wären". Es giebt viele andere ähnliche Beispiele. Es wäre nicht undenkbar, dass die kolossalen Temperaturschwankungen, welche die Oberflächenteile des Mondes in der Nähe des Äquators einmal im Monat erleiden — die Schwankung kann unter Umständen bis gegen 300° C. erreichen — das Entstehen von Rissen begünstigt, wodurch allmählich tiefer greifende Veränderungen veranlasst werden könnten. Die Gegenden, wo man Veränderungen beobachtet zu haben glaubt, sind wirklich in der Nähe des Äquators gelegen.

Die Abwesenheit von Wasser giebt sich auch dadurch kund, dass eigentliche Gebirgsketten auf dem Monde relativ selten sind, — die einzige Bildung, welche diesen Namen in höherem Grade verdient, ist die Apenninenkette (in der Mitte der Nordhälfte). Die Gebirgsketten auf der Erde werden nämlich unter normalen Umständen durch die Wirkung des Wassers aus einer Hochebene herausmodelliert. Die Mondberge, welche alle vulkanischen Ursprung verraten, besitzen auch im allgemeinen viel steilere Wände als die entsprechenden Gebilde auf der Erde, sie sind nicht durch die Wirkung des Wassers abgetragen worden.

Eine sehr eigentümliche Bildung findet sich in den Strahlensystemen vor. Die beiden bedeutendsten Strahlensysteme gehen von den Ringgebirgen Tycho (links am Südpol) und Copernikus (links unten von den Apenninen) aus. Diese Strahlen, die ganz geradlinig verlaufen, ohne Rücksicht auf die Topographie des Mondes, bestehen nicht in Erhebungen oder Vertiefungen in der Mondkruste, sondern nur aus einem helleren Material als die Umgebungen. Ihre Entstehung erscheint sehr rätselhaft. Meistens hält man dieselben für Sprünge, die durch eine hellere Substanz eruptiver Art ausgefüllt worden sind.

Aus seinen Beobachtungen über das vom Mondkörper reflektierte Licht hat Langley geschlossen, dass die Gesteinsarten des Mondes einen gelblich-grauen Ton, demjenigen gewisser Sandsteine ähnlich, besitzen. Nach den Untersuchungen von Landerer über den Polarisationswinkel der Mondesgesteine sollen dieselben mit vulka-

nischen Gesteinsarten wie Obsidian und besonders Vitrophyr Ähnlichkeit zeigen.

Der Merkur und die Venus. Schiaparelli fand bei seinen Untersuchungen, dass diese beiden Planeten immer dieselbe Seite der Sonne zukehren. Er kam zu diesem Schluss aus der Beobachtung der Flecke auf diesen Planeten. Da diese Flecke sehr schwer wahrnehmbare Objekte sind, ist die Ansicht von Schiaparelli, besonders betreffs der Umdrehung der Venus (Fig. 54) vielfach bestritten worden, fand aber später allgemeine Anerkennung. In jüngster Zeit sind die Einwände gegen Schiaparelli wieder schärfer geworden. Nach den Beobachtungen von Villiger soll die Umdrehungszeit der Venus $23^h,57^m,36^s$ betragen. Die auf konstanten Stellen in Bezug auf die Sonne belegenen Flecke sollten nicht reell, sondern durch die Beleuchtung hervorgerufen sein. Auch für den Merkur wollten einige Astronomen eine kurze Rotationsdauer annehmen (etwa 1,5 Tage nach Leo Brenner).

In der That muss zugegeben werden, dass die starke Wolkenbildung auf der Venus, ebenso wie das Vorkommen von merklichen Mengen von Wasserdampf in ihrer Atmosphäre sehr gegen Schiaparellis Ansichten spricht. Denn nach dieser müsste die nicht beleuchtete Seite der Venus mehr als hundert Grad unter dem Nullpunkt abgekühlt sein. Zu diesen Stellen hin müsste sich aller Wasserdampf kondensieren und kein merklicher Teil davon in der Atmosphäre als Dampf oder in Wolken niedergeschlagen vorhanden sein (Antoniadi).

In allerjüngster Zeit hat auch Bjelopolsky aus den Verschiebungen der Spektrallinien im Venuslicht auf eine Umdrehungszeit von etwa 24^h geschlossen.

Eine sehr eigentümliche Erscheinung, welche auf der Venusscheibe mehrmals wahrgenommen wurde, ist ein bläulicher Schimmer, welcher gelegentlich die Nachtseite dieses Planeten erhellt, ungefähr wie das aschenfarbene Licht den von der Sonne nicht beleuchteten Teil des Mondes uns sichtbar macht. Während nun das aschenfarbene Licht des Mondes als von der Erde reflektiert angesehen wird, kann eine gleichartige Erklärung für das bläuliche Licht der Venus nicht aufgefunden werden, da in der Nähe dieses Planeten kein anderer Himmelskörper vorkommt, der auf ihn so viel Sonnenlicht zurückstrahlen könnte. Man hat deshalb schon lange daran gedacht, dass dieses Licht derselben Natur sei, wie unsere Polarlichter. Es tritt, wie dies, zu unregelmässigen Zeiten auf und verschwindet dazwischen. Nach einigen Beobachtungen (von Vogel und Lohse) soll sich dieser Schein nicht über die ganze Nacht-

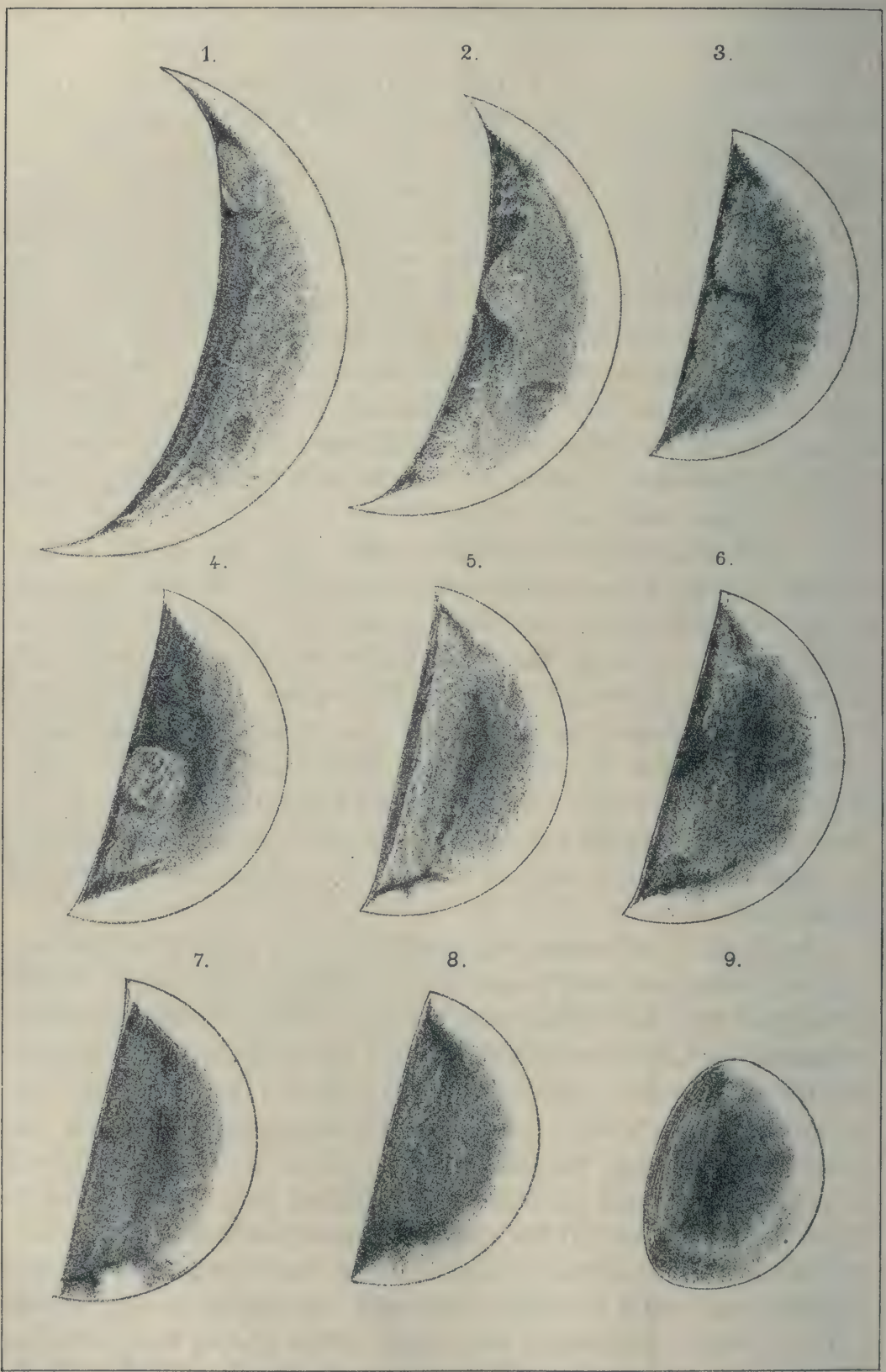


Fig. 54. Venus im Jahre 1897, beobachtet zu Juvisy. 1. Juni 11., 2. Juni 23., 3. Juli 12., 5. 6. und 7. Juli 14. (nach Zeichnungen von Antoniadi, Mathieu und Flammarion), 8. Juli 24., 9. August 30. Die Zeichnungen 1—5 und 8—9 sind von Antoniadi.

seite ausbreiten, sondern sich nur bis 30—40° von der Beleuchtungsgrenze (sogenanntem Terminator) erstrecken. Es muss zugegeben werden, dass die modernen Ansichten über die Natur der Polarlichter sehr zu Gunsten dieser Deutung sprechen.

Mars. Wenn unsere Kenntnisse über die inneren Planeten sehr gering sind, so trifft dies nicht mehr für Mars zu. Der Unterschied rührt von zwei Umständen her. Teils kehrt Mars seine beleuchtete Seite der Erde zu, wenn er am nächsten der Erde steht, während das umgekehrte für die inneren Planeten, Merkur und Venus, stattfindet; teils ist die Atmosphäre von Mars ungewöhnlich durchsichtig. Dadurch treten die Details auf der Marsoberfläche sehr deutlich hervor, so dass die Rotationszeit genau bestimmt werden konnte. Sie ist sehr nahe gleich derjenigen der Erde und übertrifft sie mit 37 Min. 22,65 Sek.

Unter den auffallendsten Objekten auf der Marsoberfläche ist die Stundenglas-See („Syrtis major“ von Schiaparelli, „Mer du Sablier“ von Flammarion), welche schon im Jahre 1659 von Huyghens gezeichnet wurde. Sie bildet eine triangelförmige Figur mit der Spitze nach unten (Norden). Von dieser See mit Umgebungen enthält Fig. 55 vier Zeichnungen aus den Jahren 1888—1896. Diese zeigen, wie veränderlich die Details auf der Marsoberfläche sind. Besonders deutlich tritt die Verdoppelung der Kanäle hervor. Ein anderes auffälliges Objekt auf der Marsoberfläche ist das unter dem südlichen Wendekreis 90° östl. L. belegene „Auge“ („Lacus Solis“ von Schiaparelli, „Mer de Terby“ von Flammarion). Fig. 56 giebt die Marskarte nach Flammarions Zeichnung wieder.

Die eigentümlichsten Objekte auf der Marsoberfläche sind die Polarkappen von weisser Farbe, welche schon von Huyghens und Maraldi (1704) gesehen wurden. Herschel machte ferner die auffallende Entdeckung, dass diese Kappen wechselweise ab- und zunehmen, so dass die Kappe um den Pol herum zunimmt, wenn er Winter hat, d. h. von der Sonne abgewendet ist. Herschel war deshalb schon der Ansicht, dass diese Polarkappen von einer Schneebedeckung der Polargegenden herrühren, welche sich im Winter zu tieferen Breiten ausdehnt. Die grösste Ausdehnung der Polarflecke beträgt 60—70°, die geringste einige Grad. Bisweilen verschwindet die Polarkappe gänzlich, wie der Südpolarfleck im Jahre 1894. Bei der Abnahme der Polarflecke bleibt nicht immer der letzte Rest rund um den Pol gehäuft, so dass bisweilen der Pol unbedeckt sein kann, während in seiner Nähe Schnee liegen bleibt. Um einen Begriff zu geben, wie schnell die Polarkappen abthauen, mögen

einige Beobachtungen über die Ausdehnung der nördlichen Polarkappe mitgeteilt werden. Es bedeutet α den Winkel, welchen der Durchmesser d der Polarkappe einnimmt, h ist die Höhe der Sonne über dem Nordpol, t die Anzahl Tage vor dem Sommersolstitium.

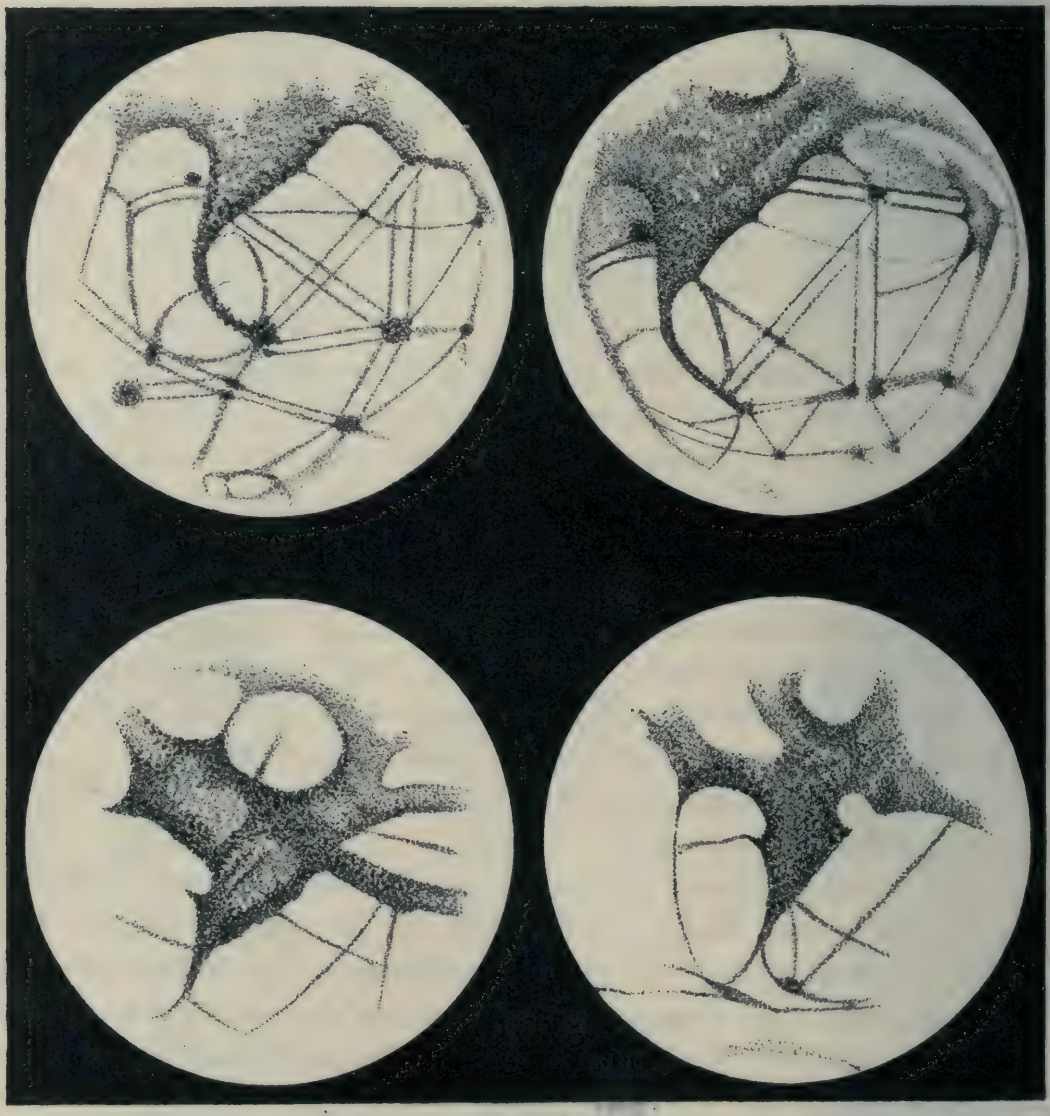


Fig. 55. Die Stundenglas-See (Schiaparellis Syrtis major) nach Zeichnungen von Schiaparelli 1888 Juni 2 und 1890 Juni 20, Lowell Oktober 1898 und Phillips 1896 Dezember 3.

1898/99	α	d	h	t
22. Okt.	60^0	3540 km	$-\ 3{,}2^0$	220
18. Nov.	56	3300 „	$+\ 2{,}4$	193
22. Dez.	43	2540 „	9,2	159
28. Jan.	43	2540 „	15,6	122

1898/99	α	d	h	t
24. Febr.	42	2480 km	19,4	95
14. März	35	2060 „	21,4	77
2. April	33	1950 „	23,4	58
19. April	30	1770 „	24,3	41

Im allgemeinen wird die ganze Farbe der Winterseite von Mars heller und bietet weniger Einzelheiten, die Farbe der Sommerhälfte dunkler sowohl betreffs der „Festlande“ wie der „Meere“, wovon unten die Rede sein wird.

Wenn die Polarflecke des Mars im Sommer bisweilen gänzlich verschwinden, während dies auf der Erde nie geschieht, so kann dies durch zwei Umstände bedingt sein. Teils kann dort das Klima milder sein als hier, teils können die Anhäufungen von Schneemassen unbedeutender sein als bei uns. Das letzte trifft wahrscheinlicherweise zu, weil auf Mars viel weniger Wasserdampf in der Atmosphäre vorkommt als auf der Erde, und folglich die Kondensationen relativ unbedeutend sind. Dazu kommt, dass die Neigung der Marsachse etwas grösser ist als diejenige der Erdachse, wodurch die Marspole im Sommer relativ mehr Wärme erhalten, als wenn die Neigung geringer wäre. Noch mehr trägt zu diesem Resultate die Durchsichtigkeit und Wolkenlosigkeit der Marsatmosphäre bei, wodurch die Sonnenstrahlen bis zur Marsoberfläche gelangen und direkt zur Schneeschmelzung beitragen, während sie auf der Erde zum weitaus grössten Teil von Wolken aufgefangen und zu ihrer Schmelzung oder Verdampfung verbraucht oder reflektiert werden.

Man hat häufig behauptet, dass es unmöglich Wasser sein könnte, welches sich zu Schnee um den Marspolen kondensierte, da er wegen seiner grossen Entfernung von der Sonne, nur $^3/_7$ der auf die Erde fallenden Sonnenwärme pro Flächeneinheit und Zeiteinheit erhält. Wenn Mars keine schützenden Gase in der Atmosphäre besässe, würde auch ohne Zweifel seine Temperatur nirgends den Gefrierpunkt des Wassers übersteigen. Es ist aber sehr wohl denkbar, wie oben erwiesen wurde, dass durch einen Gehalt an Kohlensäure (von ein paar Prozenten) die mittlere Temperatur des Mars ebenso hoch ausfallen kann, wie diejenige der Erde. Dadurch wird auch der Unterschied zwischen den Temperaturen an verschiedenen Breitegraden vermindert. Dieser Umstand trägt auch etwas dazu bei, dass die Kondensationen von Wasserdampf geringer und die Winde auf Mars schwächer sind als auf der Erde, wodurch die Schneeanhäufungen an den Polen vermindert werden.

Fig. 56. Die beiden Marshalbkugeln nach Flammarion (Nordpol unten).

Einige Forscher haben geglaubt, dass die „Schneebedeckungen“ an den Polen von fester Kohlensäure herrühren. Damit diese sich bei dem niederen Drucke auf Mars kondensiert, muss die Temperatur unter etwa — 90° C. liegen. Aber man kann nicht gern annehmen, dass die Marsatmosphäre aus lauter Kohlensäure besteht. Die Erdatmosphäre enthält etwa 0,05 Proz. Kohlensäure, man kann demnach kaum mehr als 2,5 Proz. Kohlensäure in der Marsatmosphäre annehmen. Dann würde der Kondensationspunkt bei etwa — 140° C. liegen. Wenn nun die Verhältnisse wie auf der Erde sonst wären, würde die Temperatur des Mars doch etwa — 40° C. sein. Die Schwierigkeiten würden also durch die Kohlensäureschnee-Hypothese nicht verringert werden, besonders wenn man ins Auge fasst, dass der Polarschnee des Mars offenbar schmilzt und die daraus entstandene Flüssigkeit die nächstliegenden Gegenden überflutet. Und flüssige Kohlensäure kann nicht unter niedrigerem Druck als etwa 4 Atmosphären bestehen, ist also auf Mars undenkbar.

Die Wolken, aus welchen diese Schneemassen herunterfallen, hat man bisweilen in Form von Trübungen beobachtet. Sie sind jedenfalls sehr selten. Den Mangel an Wolkenbildung in der Marsatmosphäre setzt Ekholm in Zusammenhang mit der geringen Schwerkraft auf Mars (0,37 mal derjenigen auf der Erde). Demzufolge ist die prozentische Abnahme des Luftdruckes mit steigender Höhe (wenn die Luft wie auf der Erde zum grössten Teil aus Stickstoff besteht) auf Mars 2,7 mal langsamer als auf der Erde und infolgedessen werden die aufsteigenden Luftströme, welche durch ihre Abkühlung zu Wolkenbildung Anlass geben, bei weitem nicht so schnell wie bei uns ihre Wärme verlieren. Kurzdauernde weisse Flecke sieht man gelegentlich auf der Marsoberfläche bis zum Äquator. In vielen Fällen erscheinen diese weissen Flecke an bestimmten Stellen, die ihre rötliche Farbe in weiss tauschen, um nach einigen Tagen ihre alte Farbe zurückzunehmen. Man bekommt die deutliche Vorstellung, dass Schneeböen die genannten Gegenden mit Schnee überschütten, und dass die dabei bevorzugten Stellen Erhebungen an der Marsoberfläche kennzeichnen. Solche Erhebungen hat man auch, wie am Mond, dadurch aufgefunden, dass die Grenze zwischen der hellen und dunklen Seite des Planeten (der Terminator) nicht ganz eben und bogenförmig aussieht, sondern helle Ausbuchtungen aufweist. Dieselben kommen nur in den lederfarbenen Gegenden vor, welche man sich als festes Land vorstellt. Ebenso finden sich daselbst Thälern entsprechende Einbiegungen. Diese Gebilde sind zu dauerhaft, um als Wolkenbildungen angesehen zu werden. Sie erscheinen wieder an den-

selben Stellen, wenn man die Marsoberfläche bei der nächsten Opposition beobachtet. Man hat berechnet, dass zur Erklärung einer solchen Beobachtung die Annahme einer Bergkette von 140 km Länge und 3 km Höhe genügen würde.

Eine sehr eigentümliche und interessante Beobachtung machte Schia-

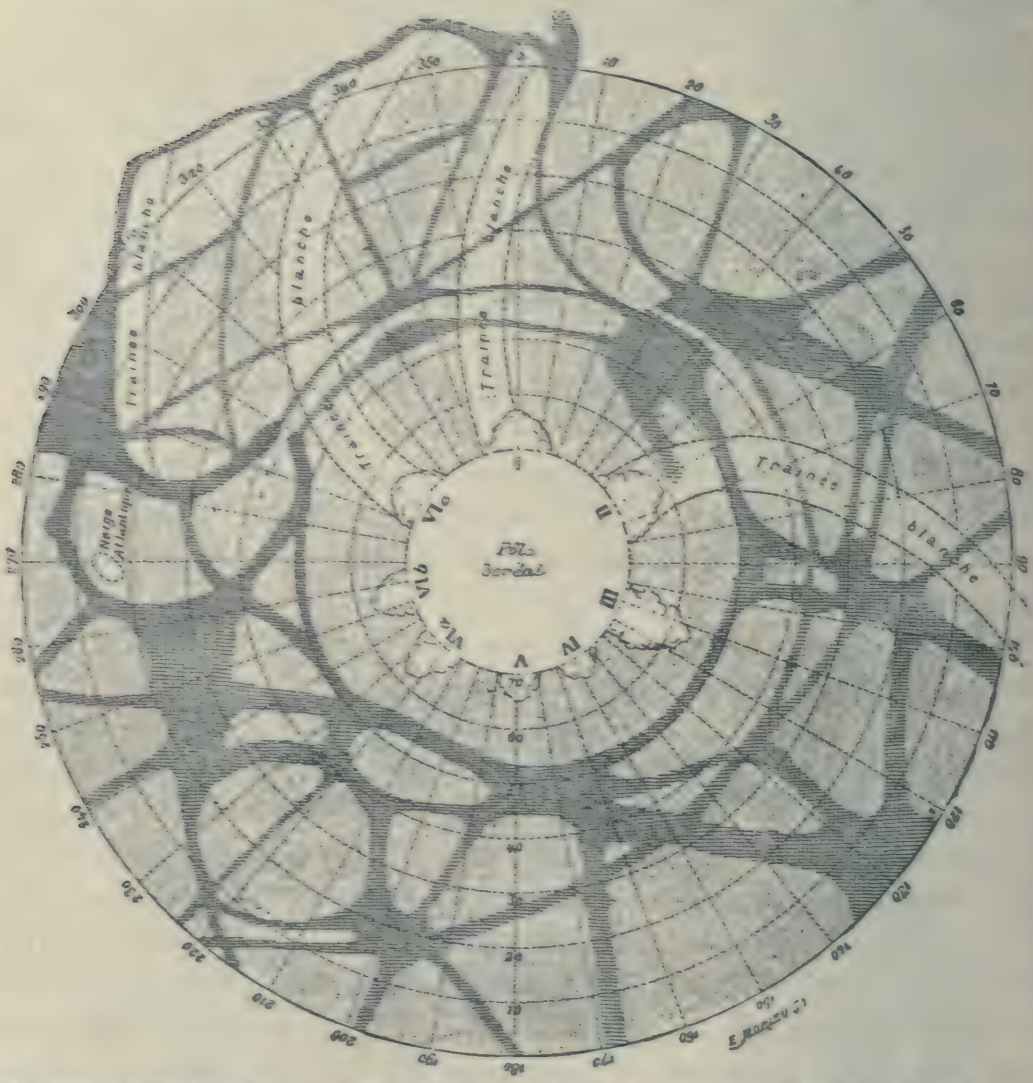


Fig. 57. Helle Streifen vom Nordpol des Mars ausgehend nach einer Zeichnung von Schiaparelli 1882.

parelli 1882 (vgl. Fig. 57). Von dem Nordpole gingen mehrere weisse Streifen nach dem Süden mit starker Ablenkung nach rechts hinaus. Dies war im Winterhalbjahr. Als dann die Sonne höher stieg, verschwanden allmählich die weissen Streifen. Die Streifen gingen von Vorsprüngen an der Nordpolarkalotte aus. Wenn von diesen Vorsprüngen ein kühler Wind ausgegangen wäre, würden die Luftteilchen in diesem Winde zu-

folge der Achsenumdrehung des Planeten solche gedrehte Bahnen beschrieben haben, wie sie von den weissen Streifen dargestellt sind. Man bekommt unwillkürlich die Vorstellung, dass kühle Winde von den südlichsten Stellen der Nordpolarkalotte hinausgeflossen sind, um in den milderen Luftstrichen Kondensationen hervorzubringen, wodurch Schneeniederschläge längs den Windbahnen verursacht sind.

Zwischen den weissen Polarflecken sieht man auf der Marsoberfläche eine Menge von eigentümlichen Details. Rötlich-gelbe helle Partieen wechseln mit bläulich-grauen dunkleren ab. Die dunkleren Stellen hält man für Meere, die helleren für festes Land. Wie auf der Erde sind die Meere hauptsächlich auf den Südteil des Himmelskörpers verlegt (vgl. Fig. 56). Das einzige grosse Meer bedeckt die südliche circumpolare Gegend. Auf der nördlichen Halbkugel kommen nur Seen und dieselben verbindende Kanäle vor. Den verschiedenen Land- und Meerespartien hat man Namen erteilt, die hauptsächlich aus der Geographie der alten Welt geholt sind. Sehr eigentümlich ist, dass die Farbe nicht konstant bleibt; wie oben bemerkt, schwellen die dunklen Partieen zur Zeit der Schneeschmelze an den Polen an, die hellen dagegen wachsen während der Winterzeit. Dies kann so weit gehen, dass nicht nur Kontinente von Kanälen durchquert werden oder ganze Festländer zu Seen werden, sondern Seen auch durch gelbgefärbte Wälle in zwei oder mehrere kleine Teile zergliedert oder sogar gänzlich ausgetrocknet werden. Alles dies deutet darauf hin, dass der grösste Teil des Festlandes von Mars aus Niederungen besteht, welche bei den Seeschmelzen von sehr dünnen Wasserschichten bedeckt werden, die ziemlich leicht verdunsten. Man hat im Anschluss an diese Thatsache das Klima auf Mars als sehr gleichförmig anzusehen mit einer Temperatur, die den Gefrierpunkt des Wassers nur wenig überschreitet. Das Wasser hat längst die grösseren Unebenheiten abgetragen und die grössten Partieen der Oberfläche zu sehr niederem Flachland ausgebildet, welches von sehr seichten, ausgedehnten Wasserbecken, die leicht gefüllt werden oder austrocknen, umgeben ist. Das meiste Wasser ist durch Verwitterung (Hydratisierung) gebunden worden, so dass nur sehr wenig noch in flüssiger oder Gasform vorhanden ist. Die geringen Wassermengen, die noch übrig sind, besitzen nur wenig Kraft, die Denudation weiter zu führen. Ebenso wie das Klima zwischen den Polen und Äquator sehr wenig verschieden ist, so treten die Unterschiede zwischen Sommer und Winter und besonders zwischen Tag und Nacht sehr stark zurück. Dies hängt mit den wärmeschützenden Eigenschaften

der Atmosphäre auf das innigste zusammen. Da die Excentricität der Marsbahn beinahe sechsmal grösser als diejenige der Erde und die Neigung der Achse gegen die Ekliptik grösser als für die Erde ist (27° anstatt $23\frac{1}{2}$°), so würde für diejenige Halbkugel, welche Sommer in der Nähe des Perihels (Sonnennähe) besitzt (der Südpol), sonst ein starker Unterschied der Temperatur zwischen Sommer und Winter herrschen.

In dieser Beziehung möge es bemerkt werden, dass man hier ein ausgezeichnetes Beispiel für die Unzulänglichkeit der Crollschen Theorie besitzt, denn diese Theorie verlangt, dass der genannte Pol eine Eiszeit besässe, d. h. viel kälter und stärker vereist wie der Nordpol sein müsste.

Zufolge des geringen Temperaturunterschiedes zwischen Tag und Nacht geht der grösste Teil der Fähigkeit des Wassers, Felsen zu demolieren, verloren. Wegen den geringen Wassermengen können nur verschwindend kleine Mengen von Calciumbicarbonat in dem Wasser gelöst und zum Meer ausgespült werden. Die Kohlensäure wird nach kurzer Frist aus dem Bicarbonat freigemacht (durch die Wirkung von Seetieren und -pflanzen, wenn solche existieren). Das ganze Land ist mit sedimentären Ausfällungen bedeckt, sodass keine Kohlensäure zur Verwitterung von Urgesteinen verwendet wird. Die Kohlensäuremengen, welche durch Meteore (oder vielleicht noch vorhandene Spuren von Vulkanismus) zugeführt werden, können zum grössten Teil erhalten bleiben, sodass dadurch ein grösserer Kohlensäuregehalt des Mars erklärlich wird.

Im allgemeinen kann man behaupten, dass die Veränderungen auf Mars höchst unbedeutend sind, und dass dieser Planet sich gewissermaassen in einem hohen Alter befindet. Es ist jedoch ein grosses Intervall zurückzulegen, bis Mars so weit gekommen ist, wie unser Mond. Als Gegensatz von Mars kann die Venus betrachtet werden (wenn nicht die Ansicht von Schiaparelli sich bewährt). Auf Mars eine ausserordentliche Haushaltung mit den geringen Wärmemitteln, die von der Sonne auf diesen Planet gespendet werden; auf Venus dagegen eine hochgradige Verschwendung durch den grossen Albedo.

Sehr viele Diskussionen haben die Kanäle auf Mars verursacht. Bei einigen Gelegenheiten erscheinen dieselben verdoppelt (vgl. Fig. 55). Wie diese Eigentümlichkeit zu erklären ist, bleibt wohl noch lange ein Rätsel. Die Kanäle laufen ganz schnurgerade und enden in Seen. Dieser Umstand hat sogar den Gedanken aufkommen lassen, dass dieselben Produkte von intelligenten Wesen seien. Da aber die Kanäle, um sichtbar zu sein, wenigstens 60 km breit sein müssen, so kann diese Frage nicht gern

unter Diskussion kommen. Um das plötzliche Auftreten der Seen und Kanäle zu erklären, hat man auch angenommen, dass dieselben nur von Vegetation bedeckten Flecke im rötlich gefärbten Wüstengebiet darstellen. Bei der Schneeschmelzung füllen sich geradlinige Graben mit Wasser, welches zur Bewässerung der umliegenden Landstriche dient.

Fig. 58. Jupiter nach einer Zeichnung von N. E. Green, 17. April 1885. Die schwarze Ovale in der Nähe vom Äquator ist der Schatten des zweiten Jupitermondes. Etwas südlich vom Äquator liegt der rote Fleck, umgeben von weissen Wolken.

Diese bedecken sich dabei mit Vegetation, welche die rotgelbe helle Wüstenfarbe in eine dunklere bläuliche Nuance überführen. Einige Forscher (z. B. Cerulli) versuchen die geradlinige Form der Kanäle als eine subjektive Erscheinung zu deuten.

Jupiter (Fig. 58). Bei diesem Planeten kann man leicht eine Abplattung wahrnehmen, die bei den früher genannten und der Sonne nicht

beobachtet werden kann. Es hängt dies von der erheblichen Grösse der Centrifugalkraft auf diesem Planeten ab. Sein Durchmesser ist etwa elfmal grösser als derjenige der Erde, und doch geht seine Achsenumdrehung in kürzerer Zeit als 10 Stunden vor sich. Mit der Sonne teilt er die Eigenschaft, dass die Rotationszeit am Äquator kürzer ist, als näher bei den Polen. So fand z. B. Denning folgende Rotationsdauer:

Für Äquatorialflecke		$9^h\ 50^m\ 24{,}6^s$	
„ Flecke	$12—15^0$ N	9 55 28,8	
„ „	$25—30^0$ N	9 55 29,8	— $9^h\ 55^m\ 53{,}5^s$.
„ „	$25—30^0$ S	9 55 18,6	
„ „	$40—50^0$ S	9 55 9,2.	

Es ist also eigentlich der Äquator, welcher sich etwas schneller bewegt wie die anderen Teile, welche untereinander ziemlich gleich schnell rotieren. Die Winkelgeschwindigkeit scheint wiederum zu den Polen hin etwas beschleunigt zu werden, im Gegensatz zu den Verhältnissen auf der Sonne. Nach diesen Angaben ist die Centrifugalkraft am Äquator des Jupiter etwa 70 mal grösser als auf der Erde, während die Schwere daselbst nur 2,5 mal diejenige auf der Erde übertrifft. Es ist deshalb kein Wunder, dass die Abplattung des Jupiter sich sehr bemerkt macht. Die Achsenlängen verhalten sich wie 15 : 16. Die eine Seite bewegt sich zu uns, die andere von uns mit einer Geschwindigkeit von 12,4 km. Deslandres hat mit Hilfe des Dopplerschen Prinzipes aus den Verschiebungen der Sonnenlinien diese Geschwindigkeit gemessen und gleich 11,8 km gefunden. In dem reflektierten Licht (von einem Planeten) ist die Linienverschiebung zufolge einer bestimmten Geschwindigkeit doppelt so gross, wie oben (S. 29) für einen selbstleuchtenden Körper berechnet wurde, weil wegen der Reflexion der Weg des Lichtstrahls um den doppelten Betrag der Verschiebung geändert wird. Eine andere Eigentümlichkeit, als betreffs der Umdrehung, teilt Jupiter mit der Sonne, indem der Planet heller in seiner Mitte als an den Seiten erscheint. Man kann nämlich nur auf diese Weise erklären, dass seine Monde beim Vorübergang vor der Planetscheibe an deren Seite hell, in ihrer Mitte dagegen dunkel erscheinen.

Die Oberfläche des Jupiter zeigt viele Streifungen die parallel dem Äquator verlaufen, deren Helligkeit und Farbe zwischen gelblichweiss und dunkelrötlich wechseln. Die dunkleren Streifen zeigen stärkere Absorptionsbänder als die helleren. Man sieht also bei den ersteren tiefer

in die Atmosphäre des Jupiter hinein, d. h. die reflektierenden Bestandteile (Wolken) liegen da tiefer als in den helleren Gebieten. Es ist offenbar derselbe Umstand, welcher veranlasst, dass die Ränder des Planeten dunkler erscheinen als die Mitte seiner Scheibe. Eigentümlich ist, dass Vogel Helligkeits- und Spektralschwankungen festgestellt hat, welche anzudeuten scheinen, dass die Wolkenbildung (und daraus folgende Lichtreflexion), wie auf der Erde, am stärksten ist, wenn die Sonnenthätigkeit ihr Maximum hat. Die Streifen haben eine ziemlich unveränderte Lage. Der Äquator ist durch einen starken hellen Gürtel gekennzeichnet (von etwa 37 000 km Breite), zu dessen beiden Seiten dunkle Bänder liegen, welchen wiederum hellere und dunklere Streifen folgen. Die Polarkappen sind dunkel und zeigen keine Details. Die stark ausgeprägte Parallelstreifung der Jupiterscheibe hängt ohne Zweifel mit der starken Geschwindigkeit der Umdrehung zusammen.

Die Flecke des Jupiter sind am stärksten auf der südlichen Halbkugel ausgebildet (ebenso wie bei der Sonne). Unter den Flecken ist der eigentümlichste und auffallendste der rote Fleck vom Jahre 1872, der erst recht unansehnlich war, dann an Schärfe und Deutlichkeit stark zunahm und später langsam erblasste (Fig. 59). Sein grösster Durchmesser war (5. Sept. 1889) etwa 30 000 km. Die Wolken entweichen diesem Fleck. Dies deutet darauf, dass der rote Fleck eine abgekühlte Stelle sei, zu dem ein Luftstrom wie zu den Sonnenflecken niedersinkt. Wir könnten demnach am roten Fleck tiefer in die Jupitermasse hineinschauen als sonst wo. Man hat früher häufig gemeint, Jupiter sende eine merkliche Menge Eigenlicht aus, dies steht doch mit dem Umstande in Widerspruch, dass seine Monde dunkel erscheinen, sobald sie in den Kernschatten des Planeten eintreten.

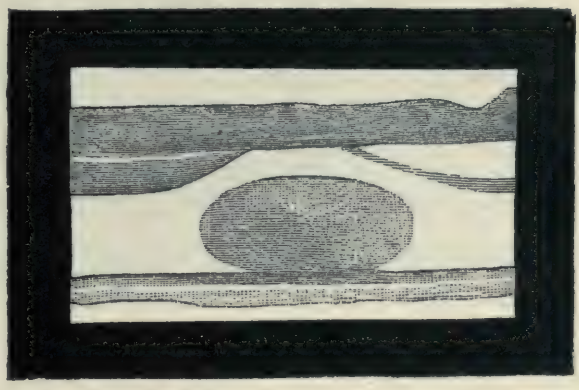


Fig. 59. Der rote Fleck auf Jupiter.

Die dunklen Bänder Jupiters scheinen mit einer Periode von etwa 12 Jahren Farbe zu wechseln. Wenn die Bänder der nördlichen Halbkugel tiefrot sind, sind diejenigen auf der südlichen blass und gehen sogar in bläulich über und umgekehrt. Da die Umlaufszeit des Jupiter 11,86 Jahre beträgt, steht dieser Farbenwechsel wahrscheinlicherweise

mit den Jahreszeiten in Zusammenhang, obgleich die Jupiterachse sehr nahe senkrecht auf die Jupiterbahn steht.

Die äussere Erscheinung des Jupiter ändert sich häufig sehr schnell dadurch, dass die Wolken in seiner Atmosphäre sich rasch verschieben. Dies kann natürlicherweise nicht von der Wärmewirkung der Sonne abhängen, da sie auf dem Jupiter nur $^1/_{27}$ derjenigen auf der Erde entspricht. Die Bewegungsursache muss also im Planeten selbst liegen. Aus dem Innern dieses Planeten müssen deshalb bedeutende Wärmemengen in kurzer Zeit hinauftransportiert werden. Dies könnte nicht gern eintreffen, wenn der Planet eine feste Kruste besässe. Auch seine Dichte

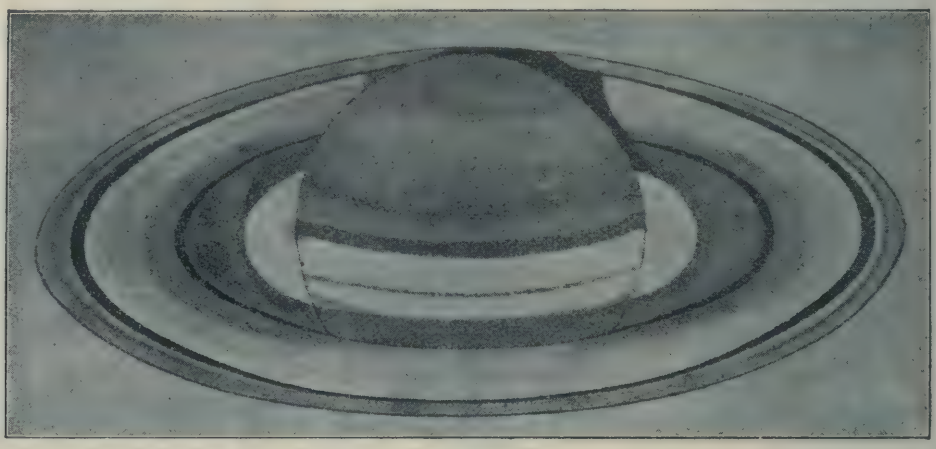


Fig. 60. Saturn im Februar 1887 nach F. Terby.

(0,24), welche derjenigen der Sonne (0,25) äusserst nahe kommt, deutet darauf hin, dass der Aggregationszustand des Jupiter ungefähr derselbe ist, wie derjenige der Sonne, d. h. gasförmig.

Ob Jupiter noch eigenes Licht aussendet, kann man nicht mit Sicherheit sagen. Es ist ja immerhin höchst wahrscheinlich, dass die inneren Teile dieser Gasmasse stark glühen. Jedenfalls strahlt aber nichts davon durch die dicke Wolkenhülle hindurch, denn, wie oben gesagt, sobald seine Monde in den Jupiterschatten hineintreten, entziehen sie sich der Beobachtung gänzlich.

Saturn (Fig. 60). Dieser Planet ist, abgesehen von seinem eigentümlichen Ringensysteme, dem Jupiter sehr ähnlich, sein Albedo ist noch etwas grösser wie derjenige des Jupiter und kommt demjenigen der Venus sehr nahe. Seine Abplattung ist wegen der geringen Dichte (Hälfte derjenigen von Jupiter) noch grösser, so dass sich der Polar- zum Äquatorialhalbmesser wie 9,7 : 10,7 verhält. Sein Durchmesser (9,30 mal derjenigen der Erde) erreicht auch fast den Jupiterdurchmesser (11,06). Die Um-

laufszeiten sind auch nahezu gleich. Aus den Bewegungen der Flecke des Saturn bestimmt man die Rotationszeit zu $10^h,14,5^m$ zwischen 17^0 und 37^0 Breite, zu $10^h,13^m$ also 1,5 Minuten kürzer, von 6^0 n. Br. bis 12^0 s. Br. (am Äquator). Dies entspricht einer Drehungsgeschwindigkeit am Äquator von 10,4 km pro Sek., während aus spektroskopischen Messungen 10,3 km gefunden wurden. Infolge dieser grossen Geschwindigkeit bilden sich ähnliche mit dem Äquator parallele Streifen wie beim Jupiter aus. Der äquatoriale Streifen ist heller gefärbt, die anderen dunkler rötlich. Die Neigung der Äquatorialebene gegen die Bahnebene ist ganz bedeutend und beträgt 28^0. Deshalb werden die Jahreszeiten während des 29,5 Jahre umfassenden Umlaufs da sehr ausgeprägt sein. Herschel glaubte zu bemerken, dass ein Pol, welcher gerade aus der 15jährigen Polarnacht heraustritt, heller erscheint, als der andere Pol, welcher einen ebenso langen Sommer genossen hat. Es kann diese hellere Farbe der Pole nach der Polarnacht natürlicherweise nicht von Eis- und Schneemassen herrühren, sondern man muss annehmen, dass die Wolkenbildung kräftiger ist auf dem aus dem Nachtdunkel heraustretenden Gebiet, als auf den längere Zeit beleuchteten Teilen. Da die Dichtigkeit des Saturn nur die Hälfte derjenigen von Jupiter erreicht, so scheint man dem Schluss nicht entgehen zu können, dass auch Saturn ganz gasförmig sei und wahrscheinlicherweise heisser wie Jupiter.

Die eigentümlichste Erscheinung am Saturn ist der Ring, welcher in seiner Aquatorialebene liegt. Wegen der starken Neigung dieser Ebene gegen die Ekliptik, welche nur um $2,5^0$ gegen die Bahn des Saturn geneigt ist, erscheint der Ring unter verschiedenen Umständen sehr verschieden. Wenn wir denselben von der scharfen Kante sehen, entzieht er sich wegen seiner geringen Dicke der Beobachtung; man hat seinen Durchschnitt zu unter 100 km geschätzt. Wenn der Ring sehr schräg gegen die Sichtlinie steht, umgiebt er den ganzen Planeten mit seinem elliptischen Umriss (Fig. 60). Davon rühren die grossen Veränderungen im Aussehen dieses Planeten her, welche dem ersten Beobachter desselben, Galilei, so sonderbar vorkamen, dass er an der Richtigkeit seiner Beobachtungen und der Anwendbarkeit seines Fernrohres zweifelte. Er soll sogar längere Zeit den Saturn nicht haben beobachten wollen. Die Lösung der Rätsel fand Huyghens um 1655.

Die Dimensionen des Ringes und seiner Entfernungen sind aus Figg. 60 und 61 (nach Barnard) ersichtlich.

Der Ring ist durch dunkle Einschnitte in drei ineinander gelagerte Kreisscheiben geteilt. Der äusserste Teil (AB) erstreckt sich zwischen

138400 km und 119700 km vom Saturnmittelpunkt. Etwa in seiner Mitte liegt ein schmaler Einschnitt, die Enckesche Trennung (Fig. 60). Der zweite Teil (*CD*) ist vom ersten durch die 2800 km breite nach dem Entdecker benannte Cassinische Trennung (*BC*) geschieden. Er erstreckt sich von 116900 bis zu etwa 86500 km vom Saturnmittelpunkt. Er geht ohne scharfe Grenze in den innersten „dunklen Ring" (Fig. 60) über, welcher aus einem schwachen bläulichen Schimmer besteht und deshalb erst ziemlich spät von Bond entdeckt wurde. Er erstreckt sich bis zu etwa 72600 km von dem Mittelpunkt und ist durch 11600 km von dem äusseren Ende des 61000 km betragenden Saturnradius entfernt.

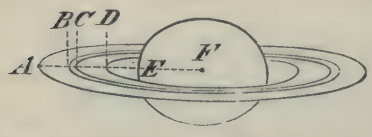


Fig. 61. Die Dimensionen des Saturnsystems nach Barnard. AB=18700 km, BC=2800 km, CD=30400 km, DE=25500 km, EF=61000 km.

Das Spektrum des Ringes wurde von Keeler untersucht. Er fand, dass in demselben das rote Band, welches für Jupiter und Saturn charakteristisch ist, nicht vorkommt, dass der Ring folglich wahrscheinlicherweise keine Atmosphäre oder wenigstens nicht eine so dichte wie die Saturnkugel selbst besitzt.

Die Beobachtung über die Grösse der Verschiebung der Fraunhoferschen Linien ergab weiter, dass die äusseren Teile des Ringes sich langsamer bewegen, als die inneren, während, wenn sie fest zusammenhängen würden, das Umgekehrte zutreffen müsste. Die Umlaufszeiten an verschiedenen Stellen verhielten sich so wie sie aus dem dritten Keplerschen Gesetz für einen an derselben Stelle befindlichen Mond zu berechnen wären. Keeler schloss daraus, dass der Ring aus einer grossen Zahl von kleinen Satelliten bestehen. Zu dem ähnlichen Schluss war man übrigens aus der Natur (Polarisation) des von den verschiedenen Teilen des Ringes reflektierten Lichtes gelangt. In der ältesten Zeit glaubte man natürlicherweise mit einem festen Ring zu thun zu haben, später ging man zur Annahme über, dass er flüssig sei, bis Maxwell zeigte, dass diese beiden Gebilde instabil sind, so dass man annehmen muss, dass der Ring aus diskreten Teilen besteht, eine Ansicht, die, wie oben erwähnt, durch die optische Untersuchung völlig bestätigt wurde.

Im dunklen Ring kommen wahrscheinlicherweise die kleinen Partikelchen des Ringes weniger häufig vor, wodurch die geringere Helligkeit leicht verständlich wird. Man hat viel darüber spekuliert, ob der Ring sich seit seiner Entdeckung durch Galilei 1612 oder richtiger Huyghens 1655 dem Planeten genähert hat. Dies scheint aus

den älteren Beobachtungen hervorzugehen. Es ist aber immerhin sehr unwahrscheinlich, dass so grosse Veränderungen in historischer Zeit hätten stattfinden können. Denn gäbe es eine den Saturn mit Ringsystem umhüllende Atmosphäre, welche in historischer Zeit die Ringbahn vermindert hätte, so wäre ohne Zweifel der Ring in der Länge der Zeit auf die Saturnkugel eingestürzt.

Uranus wurde von Herschel am 13. März 1781 entdeckt. Wegen seiner grossen Entfernung kann man keine nennenswerten Details auf ihm entdecken. Man glaubt bisweilen Spuren von Streifen, die denjenigen des Jupiter und des Saturn ähnlich waren, auf ihm gesehen zu haben. Von seiner Umdrehungszeit hat man keine Vorstellung. Viele Beobachter wollen eine starke Abplattung (etwa $^1/_{14}$ bis $^1/_{19}$) bemerkt haben, welche eine bedeutende Rotationsgeschwindigkeit wahrscheinlich machen würde, was ja übrigens wegen seiner Ähnlichkeit mit den grossen Planeten zu erwarten wäre.

Wie oben angedeutet, macht sein Spektrum es wahrscheinlich, dass er eine ungewöhnlich dichte Atmosphäre besitzt.

Neptun. Wegen Störungen in der Uranusbahn berechneten Adams und Leverrier die Lage und Grösse eines neuen Planeten, welcher diese Störungen veranlassen sollte. Galle suchte diesen Planeten an der angegebenen Stelle und fand ihn da (1846). Dieser neue Planet ist etwas unansehnlicher als seine nächsten Nachbarn. Seine Umlaufszeit ist 60181 Tage (164 Jahre 280 Tage), während diejenige des Uranus 30688 Tage (84 Jahre 7 Tage) und diejenige von Saturn 10759 Tage (= 29 Jahre 167 Tage) beträgt.

Trotz der grösseren Dichte und des geringeren Albedo dieses Planeten ist man der Ansicht, dass seine physische Beschaffenheit derjenigen des Uranus nahe kommt. Darauf deutet auch die spektroskopische Untersuchung hin.

Die Satelliten. Von der Erde ab gerechnet, besitzen alle die äusseren Planeten einen oder mehrere Monde (Trabanten oder Satelliten). Diese Monde bewegen sich für gewöhnlich in einer Ebene, welche wenig von der Äquatorialebene des Hauptplaneten abweicht. In dieser Hinsicht scheint der Erdmond sich unregelmässig zu verhalten, indem die Neigung seiner Bahn gegen die Ekliptik nur $5^0, 8', 10''$ beträgt, während die Äquatorialebene der Erde um $23^1/_2{}^0$ gegen die Ekliptik geneigt ist. Unser Mond ist auch ungewöhnlich gross im Verhältnis zum Hauptkörper, indem sein Halbmesser 1740 km (= 0,27 Erdradien) beträgt. Er besitzt weiter eine ungewöhnlich grosse Bahnexcentricität 0,055.

Im Jahre 1877 fand A. Hall in Washington zwei Begleiter des Mars, die Phobos und Deimos genannt wurden. Ihre Bahnneigungen sind $26^0, 17'$ bezw. $25^0, 47'$, also sehr nahe gleich derjenigen des Planetenäquators. Das sonderbarste bei diesen Monden ist, dass der innere, Phobos, welcher nur 9300 km von dem Marscentrum (6900 km von der Oberfläche) entfernt ist, eine bedeutend kürzere Umlaufszeit $7^h, 39^m$ als der Hauptkörper ($24^h, 37^m$) besitzt. Er geht also, von Mars gesehen, in West auf und in Ost unter.

Deimos befindet sich in der Entfernung 23000 km vom Marscentrum und durchläuft seine Bahn in $30^h, 18^m$. Die beiden Monde sind äusserst unbedeutend, sie haben Durchmesser von nur etwa 10 km. Die Excentricitäten ihrer Bahnen sind 0,032 bez. 0,006.

Vieles Aufsehen erregte die Entdeckung Galileis von vier Jupitermonden. Ihre Entfernungen von dem Jupitermittelpunkt betragen 420000, 669000, 1067000 und 1877000 km (6, 9,5, 15 bezw. 26,5 Jupiterhalbmessern). In neuester Zeit wurde ein fünfter Mond von Barnard entdeckt, dessen Entfernung höchstens 1,7 Jupiterhalbmesser beträgt. Ihre Umlaufszeiten, Entfernungen (in Tausenden von Kilometern), Durchmesser und Massen (verglichen mit denjenigen unseres Mondes), Dichten (Erde = 1) und Neigungen der Bahnen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Mond	Umlaufszeit	Entfernung	Durchmesser	Masse	Dichte	Neigung
V	12^h	126.10^3 km	—	—	—	—
I	$1^d\ 18^h$	420	4070 km	0,43	0,17	$2,8^0$
II	3 13	669	3430	0,50	0,32	1,37
III	7 4	1067	5790	2,23	0,29	2,0
IV	16 17	1877	4830	1,07	0,25	1,57

Vom Jupitermond V ist es sicher, dass seine Bahn keine grössere Neigung gegen den Jupiteräquator als etwa $20'$ besitzt. Am Jupitermond I hat man einen ähnlichen Äquatorialstreifen gesehen wie beim Jupiter. Ausserdem giebt sein Spektrum denselben Absorptionsstreifen im Rot wie dieser Planet selbst; es ist demnach wahrscheinlich, dass seine physische Beschaffenheit mit derjenigen Jupiters übereinstimmt. Dass dieser Mond gasförmig sei, darauf deutet auch seine geringe Dichte hin. Aus dem Vorkommen des Äquatorialstreifens schliesst man, dass er rotiert und nicht immer dieselbe Seite dem Hauptplaneten zukehrt. Letzteres scheint dagegen für die Jupitermonde III und IV der Fall zu sein. IV erscheint in verschiedenen Lagen verschieden hell, sodass die zum Ju-

piter gewendete Seite die hellere ist. Nach den Beobachtungen von Douglass über Flecke am III. Monde ist dieselbe Drehungsweise für diesen Körper wahrscheinlich. Die Jupitermonde III und IV sind die grössten Satelliten im Sonnensystem. Der erstgenannte übertrifft nicht unbedeutend Merkur (Durchmesser 4800 km), der zweite ist mit diesem Planeten gleich gross. Der Mond II ist ziemlich genau gleich gross wie unser Mond und I liegt in der Mitte zwischen Erdmond und Merkur. Ihre Bahnexcentricitäten sind äusserst gering, am grössten bei III und IV (0,0013 bezw. 0,0072).

Saturn ist sehr stark mit Monden versehen. Dieselben besitzen ziemlich unbedeutende Dimensionen, sodass man nur für den grössten derselben, Titan, direkt den Durchmesser hat bestimmen können. Derselbe wurde von Barnard gleich etwa 4000 km gefunden. Aus photometrischen Bestimmungen hat man ihre Grösse abgeleitet, indem man annahm, dass sie denselben Albedo wie Saturn besitzen. Diese Annahme ist, wenigstens für die äusseren Monde, unrichtig und man wird wahrscheinlicherweise der Wahrheit näher kommen, wenn man die unten gegebenen Ziffern für die auf die genannte Weise berechneten Durchmesser als für die entsprechenden Halbmesser gültig annimmt. Dies trifft offenbar für Titan ziemlich zu. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind in folgender Tabelle verzeichnet.

	Umlaufszeit	Entfernung	Durchmesser	Excentr.	Neigung
Mimas. .	$22^h\ 37^m$	186.10^3 km	470 km	—	—
Enceladus	$1^d\ 8\ 53$	238	594	—	—
Thetys .	1 21 18	294	916	0,011	$28^0, 10'$
Dione . .	2 17 41	379	871	0,003	28, 10
Rhea . .	4 12 25	526	1197	0,001	28, 8
Titan . .	15 22 41	1222	2259	0,028	27, 37
Hyperion	21 7 28	1480	310	0,125	28, 10
Japetus .	79 7 54	3538	783	0,028	18, 38

Beim Japetus hat man ähnlichen Lichtwechsel (etwa im Verhältnis 1:4) wie beim vierten Jupitermond gefunden. Es ist deshalb wahrscheinlich, dass Japetus immer dieselbe Seite dem Saturn zukehrt. Das Eigentümliche trifft nun ein, dass die hellste Seite nicht zum Saturn gerichtet ist, sondern etwa die halbe helle und die halbe dunkle Seite. Japetus ist dementsprechend am wenigsten sichtbar in seiner östlichen Elongation, am meisten in seiner westlichen.

Die Saturnmonde beschreiben alle, mit Ausnahme des äussersten,

Japetus, Bahnen, welche sehr nahe in die Äquatorialebene des Hauptplaneten fallen. Hyperion ist dadurch merkwürdig, dass seine Bahn die grösste Excentricität von allen Satellitenbahnen besitzt, etwa 2,2 mal diejenige des Erdmondes, welcher die nächste Stelle in dieser Beziehung einnimmt.

Uranus besitzt vier Monde, von welchen die beiden äusseren nach photometrischen Messungen einen Durchmesser von 900 km haben. Dabei wird angenommen, dass der Albedo der Monde demjenigen des Hauptplaneten gleichkommt, wodurch man in diesem Falle wahrscheinlicherweise Zahlen bekommt, die im Verhältnis 1:1,75 zu klein sind. Die inneren Monde haben nach ihrer Lichtstärke etwa 1,5 mal geringeren Durchmesser als die äusseren.

Die diese Monde betreffenden Daten sind im Folgenden zusammengestellt:

	Umlaufszeit	Entfernung	Excentricität	Neigung
Ariel	$2^d, 52$	194.10^3 km	0,02	$97^0, 58'$
Umbriel	4, 14	271	0,01	98, 21
Titania	8, 71	444	0,0011	97, 47
Oberon	13, 46	593	0,0038	97, 54.

Die Neigungen der Bahnen dieser Monde stimmen sehr gut untereinander überein und übersteigen 90^0, d. h. die Mondbahnen bilden einen nahezu rechten Winkel mit der Ekliptik und sind etwas rückläufig (retrograd). Während also die Bahnen der meisten Monde und Planeten von der Nordseite der Achse der Ekliptik gesehen sich in umgekehrter Richtung wie die Uhrzeiger drehen, bewegen sich die Uranusmonde in demselben Sinne wie Uhrzeiger. Dies ist noch mehr für den Neptunmond der Fall, dessen Bahn eine Neigung von $145,7^0$ besitzt. Da nun die Mondbahnen im allgemeinen sehr nahe mit den Äquatorialebenen der Hauptplaneten zusammenfallen, so ist es wahrscheinlich, dass die Achsendrehung von Uran sowohl wie von Neptun rückläufig ist. (Ihre Bahnen um die Sonne gehen aber in der normalen Richtung.) Der Neptunmond läuft in einer Entfernung von 454000 km (= 14,54 Neptunhalbmessern) in $5,88^d$ um seinen Hauptplaneten. Seine Grösse wird nach der Lichtstärke etwa gleich demjenigen des Erdmondes geschätzt. Die Excentricität seiner Bahn ist sehr gering, nämlich 0,0088.

Das Tierkreislicht. Unter den Tropen und, bei besonders günstigen äusseren Bedingungen der Beobachtung, in unseren Breiten nimmt man in der Nähe der Sonne ein schwaches Licht wahr. Dieser Lichtschein steigt vom Horizont in Form von einer Pyramide auf (Fig. 62), deren

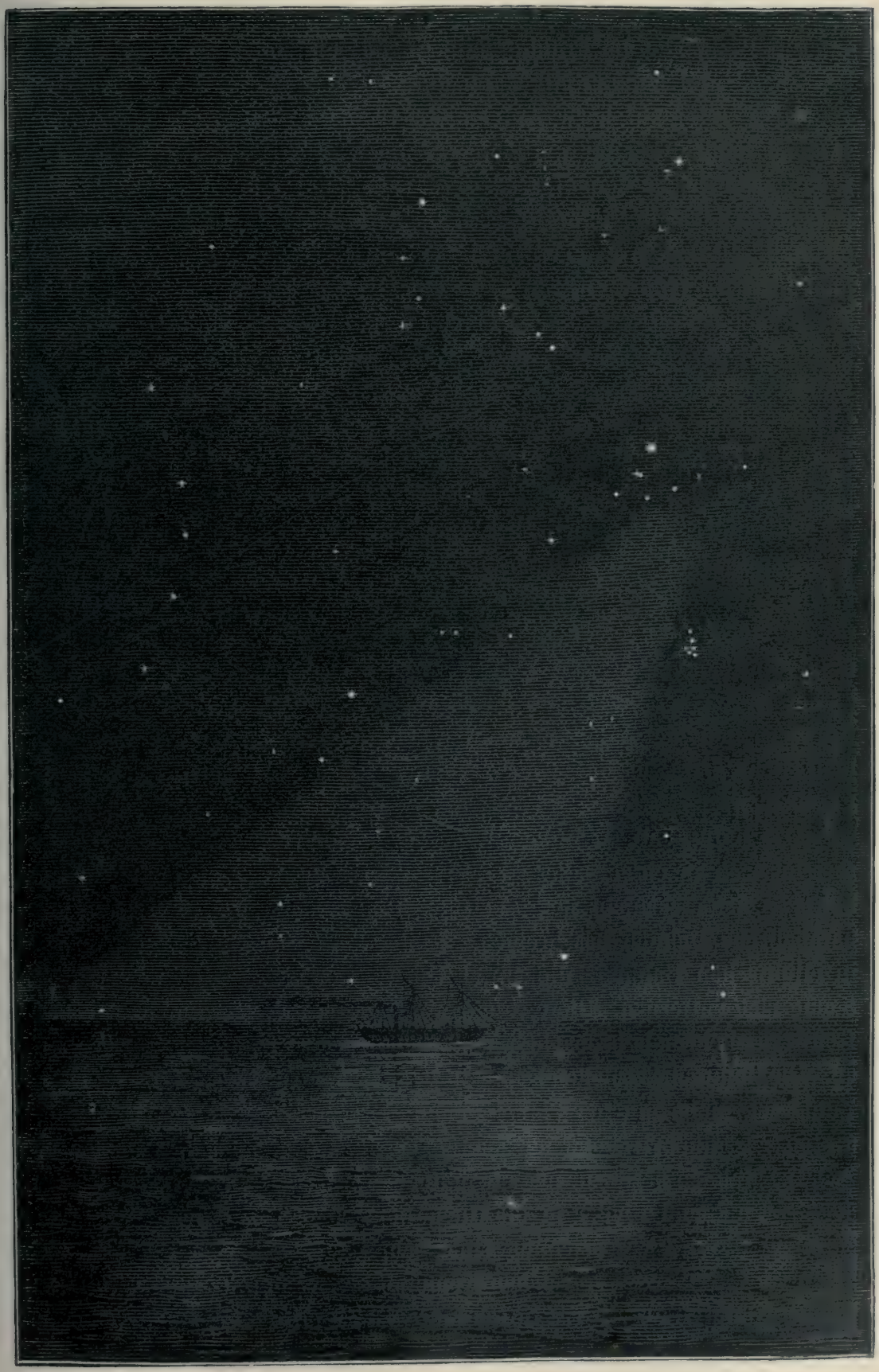


Fig. 62. Tierkreislicht in den Tropen.

Mittellinie in den Tierkreis fällt, woher der Name abgeleitet ist. Er ist bei uns am leichtesten im Frühling (am Abend) und im Herbst (am Morgen) zu sehen, weil die Ekliptik dann die grösste Neigung gegen den Horizont (am Untergang bezw. Aufgang der Sonne) besitzt. Er ist am Abendhimmel lichtstärker als am Morgenhimmel. Bisweilen erstreckt sich der Lichtschein höher hinauf, sodass er auf dem Himmelsgewölbe einen schwachen Lichtring bildet, dessen Lichtstärke in dem gerade der Sonne gegenüberliegenden Punkte ein Maximum besitzt, welches Gegenschein genannt wird (von Brorsen 1854 zuerst gesehen).

Nach der ältesten, noch nicht verlassenen, Auffassung wird das Tierkreislicht von einer Menge von kleinen Partikelchen veranlasst, welche die Sonne innerhalb eines linsenförmigen Raumes, der in der Ekliptik seine grösste Ausdehnung besitzt, umgiebt. Aus seinem Spektrum hat man geschlossen, dass das Zodiakallicht von festen (oder flüssigen) Partikelchen reflektiert wird. Es ist nämlich polarisiert und giebt ein kontinuierliches, die Sonnenlinien enthaltendes Spektrum.

Zur Erklärung des Gegenscheins hat man angenommen, dass unzählige Mengen von kleinen Körperchen (Sternschnuppenmaterie) von der Sonne oder zu der Sonne ziehen. Zufolge der perspektivischen Wirkung würde man eine Art Corona, wie beim Nordlicht sehen, welche gerade gegenüber der Sonne liegen müsste, wenn nämlich die kleinen Körperchen in der Richtung der Sonnenradien sich bewegen. Die mutmaassliche Ursache des Tierkreislichtes haben wir oben (S. 154) angegeben.

Die Kometen. Während die bisher behandelten Körper des Sonnensystems sich in einer nahezu kreisförmigen Bahn um die Sonne herumbewegen, ist dies nicht mehr bei den Kometen der Fall, welche nahezu parabolische Bahnen beschreiben. Einige von denselben bewegen sich in elliptischen Bahnen, die unter Umständen nicht allzu weit von der Sonne sich entfernen. Diese, unter welchen die sogenannten periodischen Kometen mehrmals beobachtet sind, gehören dem Sonnensystem dauernd an. Die Bahn eines solchen Kometen liegt in beinahe allen Fällen in einem Punkt sehr nahe an einer Planetenbahn. Man hat deshalb Anlass, zu vermuten, dass die betreffenden Kometen, ebenso wie diejenigen, welche parabolische Bahnen besitzen, aus unendlicher Entfernung zum Sonnensystem gelangt sind und wieder in die Unendlichkeit sich entfernt hätten, wenn sie nicht durch die Anziehung eines sehr nahe stehenden Planeten eingefangen wären. Von 70 solchen Kometen sind 4 durch Merkur, 7 durch Venus, 10 durch die Erde, 4 durch Mars, 23 durch Jupiter, 9 durch Saturn,

8 durch Uran und 5 durch Neptun mit unserem Sonnensystem einverleibt worden. Es giebt noch einige Kometen, deren Bahnen die Ekliptik in einer Entfernung von der Sonne von etwa 70 Erdbahnradien durchschneiden. Man hat aus diesem Grunde die Anwesenheit eines extraneptunellen Planeten in dieser Entfernung vermutet.

Jedenfalls verhalten sich die Kometen ganz anders wie die anderen Mitglieder des Sonnensystems. Die grosse Excentricität ihrer Bahnen und die grosse Neigung der Bahnebenen gegen die Ekliptik deutet auf ihren fremden Ursprung. Da die Kometen so leicht in das Planetensystem eingezogen werden können, so können sie auch leicht aus ihrer Bahn geworfen werden; bei einer nahezu parabolischen Bahn genügt eine sehr geringe Störung, um eine sehr grosse Änderung in der Umlaufszeit zu bewirken.

Da nun die Kometen so stark von den Planeten gestört werden, liegt es nahe, zu fragen, ob nicht die Planeten an der anderen Seite durch die Kometen beeinträchtigt werden. Dies ist nun nicht der Fall. Demnach muss man annehmen, dass die Masse dieser Himmelskörper ganz ausserordentlich gering ist, ein Umstand, welcher schon Newton wohlbekannt war. Dies stimmt auch damit überein, dass, wenn man Sterne durch die Nebelmassen eines Kometenkopfes gesehen hat, die von ihnen ausgehenden Lichtstrahlen keine merkliche Abweichung zufolge der Kometenatmosphäre gezeigt haben. Nach einer Messung von W. Meyer sollte es gelungen sein, bei dem Kometen vom Juli 1881 eine atmosphärische Refraktion nachzuweisen, wonach die Dichte der Gashülle des Kometen umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von dem Mittelpunkt des Kometenkopfes sich ändern sollte und die Menge Substanz pro Volumeneinheit in einer Entfernung davon von 10200 km ebenso gross wäre wie in einem Vakuumrohr, dessen Gasdruck 5 mm entspricht. Daraus berechnete er, dass die ganze Kometenmasse etwa 300 mal geringer sein sollte, als die Masse des Erdmondes, ein Resultat, welches viel zu hoch geraten zu sein scheint.

Die Kometen kommen nicht immer gleich oft vor. Berberich hat gezeigt, dass sie häufiger zu beobachten sind in Jahren von starker Sonnenthätigkeit. Ebenso hat ein Komet einen grösseren oder richtiger mehr leuchtenden Schweif in Jahren von hoher Sonnenthätigkeit.

Nicht alle Kometen besitzen Schweife. Die sogenannten teleskopischen Kometen sind nur durch ihre Bewegungen von kleinen Planeten oder Sternen zu unterscheiden. Für gewöhnlich besitzen sie jedoch eine sehr ausgedehnte Dunsthülle, die einen leuchtenden Kern umgiebt. Bis-

weilen ist der Kern so schwach ausgebildet, dass er nicht sichtbar ist. Von dem Kern gehen häufig speichenförmige Gebilde aus, welche an der s. g. Haube enden. Erst wenn der Komet in die Nähe der Sonne kommt, entwickelt er den Schweif, welcher immer mehr zunimmt, bis der Komet seine Sonnennähe erreicht hat. Danach nimmt der Schweif allmählich an Grösse ab, aber gewöhnlicherweise langsamer als er zugenommen hat und zuletzt verschwindet er. Die Materie im Schweife geht von der paraboloïdischen Haube aus, welche den Kopf des Kometen zur Sonne hin umgiebt. Diese Haube entsteht offenbar durch Verdunstung von einer Substanz im Kometenkörper. Bisweilen geschieht dies stossweise, sodass die Haube doppelt oder dreifach wird. Sie zieht sich in der Sonnennähe zusammen.

Die Haube hat man spektroskopisch untersucht und gefunden, dass sie teils ein kontinuierliches Spektrum mit Sonnenlinien giebt, welches die Anwesenheit von festen oder flüssigen Partikelchen anzeigt, teils auch sich als aus gasförmigen Bestandteilen zusammengesetzt erweist. Ein Gas, welches typisch bei den Kometen sich vorfindet, ist ein Kohlenwasserstoffgas, oder die damit verwandten Kohlenoxyd- und Cyangase. Kohlenwasserstoffe geben ein Spektrum mit drei Bändern, eins in gelb, eins in grün und eins in blau, welche mehr oder weniger ausgeprägt bei allen Kometen vorkommen (vgl. Tafel 2). Wenn diese näher zur Sonne kommen, passiert es, dass sie die Natriumlinien zeigen, bisweilen treten, wenn die Hitze sehr stark geworden ist, auch Eisenlinien auf (grosser Komet 1882). Die Gase treten erst auf, wenn der Komet in genügender Nähe zur Sonne gekommen ist. Eine bleibende Atmosphäre würden die Kometen ebensowenig wie der Mond an sich fesseln können. Eine andere Schwierigkeit bieten die Gase der Kometen insofern, als sie leuchten, wenn sie in einer Entfernung von der Sonne sind, wo die Temperatur nicht wohl höher sein kann als auf dem heissesten Punkte des Mondes. Dies zeigt, dass wahrscheinlicherweise elektrische Vorgänge hier vor sich gehen. Dies kann durch die Theorie erklärt werden, wenn man annimmt, dass von der Sonne nach allen Seiten negativ geladene kleine Körper ausgestrahlt werden. Diese treffen den Kometen und bewirken da Entladungen, welche die Gase zum Glühen bringen. Die Gase sind von dem Kern absorbiert oder zu festem Zustande erstarrt, bis der Komet nahe genug zur Sonne kommt. In der kurzen Zeit der Sonnennähe verschwinden die Gase nicht gänzlich. Vielleicht sammeln auch die Kometen schwere Kohlenwasserstoffe bei ihrem Zuge durch den Weltraum auf. Auch andere Umstände, wie derjenige, dass das Kohlenwasserstoffspektrum

häufig verschwindet, sobald das Natriumspektrum erscheint, was mit den Erscheinungen bei Durchgang von elektrischen Entladungen durch Geisslersche Röhren Ähnlichkeit bietet, haben zur Annahme, dass das Leuchten durch elektrische Entladungen hervorgebracht wird, beigetragen.

Das grösste Rätsel haben die Schweife den Astronomen geboten. Häufig haben die Kometen mehrere Schweife, wie der prachtvolle Donatische Komet von 1858 (Fig. 63) oder die grossen Kometen von 1744 und 1861, die nicht weniger als sechs bezw. fünf ungefähr gleichmässig entwickelte Schweife besassen. Gewöhnlicherweise sind diese Schweife ver-

Fig. 63.

schieden stark gekrümmt. Sie sind für gewöhnlich von der Sonne abgewendet und ihre Krümmung so gerichtet, als ob sie Widerstand gegen die fortschreitende Bewegung in der Kometenbahn erlitten. Newton gründete darauf eine Methode, die Geschwindigkeit zu berechnen, mit welcher die Schweifmaterie von dem Kometen ausströmt. Es sei ab (Fig. 64) die Bahn des Kernes, welcher sich in c befindet, wenn ein Punkt des Schweifes in g steht. Die Verbindungslinie gS zur Sonne möge ab in k schneiden, dann hat, da die Schweifmaterie von der Sonne in Richtung der Sonnenstrahlen wegflieht, diese Materie den Weg kg beschrieben, während der Kometenkern das Bahnstück kc zurückgelegt

hat. Da die Geschwindigkeit des Kometenkerns leicht festzustellen ist, kann man auch diejenige der Schweifmaterie leicht berechnen. Olbers fand auf diese Weise für den Schweif des Kometen von 1811 eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 90 km pro Sekunde. Olbers schloss aus der Form des Schweifes, dass die Materie desselben sowohl von dem Kometenkopf, als auch von der Sonne selbst abgestossen wurde. Es ist einfacher, aus der Grösse der abstossenden Kraft der Sonne, als aus derjenigen der Geschwindigkeit Schlüsse über diese eigentümliche Erscheinung zu ziehen. Kepler war der Ansicht, dass die Lichtmaterie, welche nach der damals herrschenden Emissionstheorie aus der Sonne ausströmt, gegen die Schweifteile stösst und auf diese Weise einen Druck auf dieselben ausübt. Diese Ansicht kommt der aus der Maxwellschen Lichttheorie folgenden, dass die Licht- (und Wärme-) Strahlung einen Druck auf die bestrahlten Körper ausübt, ganz nahe. Die Keplersche Ansicht wurde von Newton verlassen, welcher meinte, dass die Kometenschweife leichter sind als die umgebende Materie und deshalb einen von der Sonne weg gerichteten Auftrieb erleiden, ungefähr wie die Rauchsäule, welche aus einem Schornstein aufsteigt, weil sie leichter ist als die umgebende Luft. Nun hat man wohl bei mehreren Kometen, speciell beim Enckeschen, geglaubt, einen reibenden Widerstand gegen ihre Bahnbewegung wahrgenommen zu haben. Genauere Untersuchungen haben aber dargethan, dass dieser Widerstand von vorübergehender Natur und bisweilen sogar negativ gewesen ist, was mit der Natur der Reibung unvereinbar ist. Die grossen Kometen von 1843 und 1880 gingen so nahe an der Sonne vorbei, dass sie weniger entfernt von der Sonne waren als einen halben Sonnenradius und besassen dabei Geschwindigkeiten, die 570 bezw. 540 km pro Sek. erreichten. Obgleich nun eine die Sonne umgebende Atmosphäre in ihrer Nähe besonders dicht sein und der Widerstand enorm mit der Geschwindigkeit zunehmen muss, bemerkte man keine Störung dieser beiden Kometen in ihren Bahnen. Man wird dadurch zu dem Schlusse geführt, dass sich keine nennenswerte Menge Materie, welche einen Auftrieb der Ausströmungen aus dem Kometenkopf bewirken könnte, in der Umgebung der Sonne befindet. Die Ansicht von Newton wurde bald aufgegeben und man nahm an, dass die Wirkung der Sonne

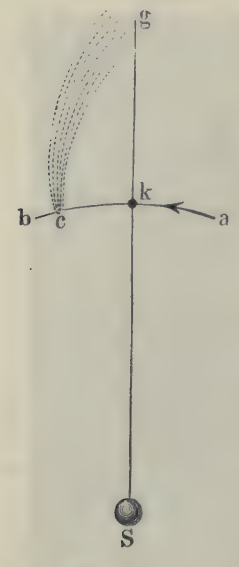


Fig. 64.

durch eine Ladung derselben, und wahrscheinlich eine solche negativer Elektricität bedingt sei.

Was die abstossende Kraft betrifft, so ist dieselbe nach den Messungen von Olbers und Bessel dem Quadrate der Entfernung des Schweifteilchens von der Sonne umgekehrt proportional, folgt also demselben Gesetze, wie die Sonnenstrahlung. Bessel fand für den Halleyschen Kometen von 1811, dass die Abstossung etwa 12 mal so gross war wie die entgegengesetzt gerichtete Anziehung der Sonne. Diese Zahl ist indes in verschiedenen Fällen verschieden. Bei sehr wenig gekrümmten Schweifen, wo die Abstossung relativ gross ist, kann sie das 17,5 fache der Schwerenwirkung erreichen. In einem Fall, für Komet 1893 II glaubte Hussey sogar auf eine abstossende Kraft gleich 247 mal der Schwere schliessen zu können. In anderen Fällen erreicht sie nur einen 1,33 mal so grossen Wert. Bredichin, der diese Verhältnisse genauer untersucht hat, glaubte, die verschiedenen Schweife in dieser Beziehung in drei bis vier verschiedene scharf getrennte Klassen einteilen zu können. Er vermutete, dass der Stoff, aus dem der Schweif besteht, um so leichter ist, je grösser die abstossende Kraft relativ zur Schwere ist. Es scheint indessen schwer, die Klassen von Bredichin streng voneinander zu trennen, vielmehr kommen Übergänge vor. Es ist dies auch nach der oben gegebenen Theorie ganz natürlich, da ja die abstossende Kraft (bei gleicher Entfernung von der Sonne) dem Durchmesser des Kometenstaubes und ihrem specifischen Gewicht umgekehrt proportional ist. Da nun wohl alle möglichen Durchmesser der Kondensationsprodukte aus den Ausströmungen des Kometenkopfes denkbar sind, je nach den äusseren Umständen, so können offenbar alle möglichen Grössenordnungen der abstossenden Kraft vorkommen. Damit stimmt auch die Beobachtung von Zöllner, dass diese Kraft bei demselben Schweif mit der Zeit wechseln kann. Dass die Lichtstärke der Kometen mit der Sonnenthätigkeit zunimmt, wie Berberich für den Enckeschen Kometen erwiesen hat, wird auch verständlich. Denn bei starker Sonnenthätigkeit ist die Anzahl der Nuclei, an welchen Kondensationen stattfinden können, in der Nähe der Sonne bedeutender, folglich werden die Schweife dichter und stärker leuchtend.

Die Kometenmaterie, welche sich im Kometenschweif kondensiert wird sich auf negativen Partikelchen in der Nähe der Kometen niederschlagen und nachher diese Partikelchen wegschleppen. Wenn demnach die Erde durch einen Kometenschweif durchgeht, wird dies nach dem

vorhin gesagten zu einer nordlichtähnlichen Lichtentwickelung Anlass geben, was auch in ähnlichen Fällen beobachtet worden ist.

Die Haube der Kometen kommt in der Weise zu stande, dass bei der starken Bestrahlung des Kometenkopfes in der Sonnennähe grosse Massen von flüssigem Kohlenwasserstoff verdampfen, welche beim Aufsteigen sich abkühlen und an Staubpartikelchen kondensieren. In der Nähe der Sonne befindet sich eine Masse solcher Staubpartikelchen, welche zu Kondensation Anlass geben. Die Verdampfung wird der Sonnenstrahlung ziemlich proportional, d. h. dem Quadrate der Sonnenentfernung umgekehrt proportional sein. Wenn nun die Menge von Staubpartikelchen in der Sonnennähe in demselben Verhältnisse zunähme, so würde die Haube, welche die Kondensationsstelle angiebt, immer gleich weit vom Kometenkopf verbleiben. Da aber der Sonnenstaub in der Nähe der Sonne viel schneller zunimmt als nach diesem Gesetz, so wird die Folge davon sein, dass die Haube in der Sonnennähe zusammenschrumpft (vgl. S. 156).

Die speichenförmigen Strahlen, welche vom Kometenkopf zur Haube hinauslaufen, sind als Wolkensäulen anzusehen (nach Zöllner). Bessel beobachtete bei einer solchen Bildung eine pendelartige Bewegung in der Bahnebene um den zur Sonne gehenden Leitstrahl, zu deren Erklärung er die Beteiligung von „polaren“ Kräften annahm. Diese Bewegung hat Zöllner aus der Verdampfungstheorie zu erklären gesucht.

Eine Eigentümlichkeit der Kometen, welche von der Geringfügigkeit ihrer Masse und der grossen Excentricität ihrer Bahnen abhängt, ist ihre Unbeständigkeit. Teils verlieren die Kometen in der Nähe der Sonne die Materie, welche zur Schweifbildung dient und welche ins Unendliche weggestossen wird. Diese Verluste glaubt man in einigen Fällen konstatiert zu haben, indem bei einigen periodischen Kometen die Schweifgrösse abgenommen hat. Teils auch wird der Kern kolossale Temperaturveränderungen erleiden. Da ihre grösste Entfernung von der Sonne häufig ausserordentlich gross ist und in den meisten Fällen 4—5 Erdbahnradien übersteigt, sinkt ihre Temperatur zufolge der geringen Wärmestrahlung der Sonne auf etwa -150^0, oder wenn nur eine Seite der Sonne zugekehrt wird, erreicht sie auf den heissesten Stellen derselben etwa -100^0 C. In ihrer geringsten Entfernung stehen sie der Sonne ausserordentlich viel näher, sagen wir viermal, was eine relativ niedrige Ziffer darstellt. Die absolute Temperatur steigt dann plötzlich auf einen viel höheren, im vorliegenden Falle den doppelten Betrag (um 120^0 bis 170^0). Da diese Temperaturänderungen re-

lativ häufig bei den periodischen Kometen vorkommen, kann man sich leicht vorstellen, dass sie zerbersten können. Noch mehr ist dies der Fall mit den grossen Kometen, welche, wie diejenigen von 1843 und 1880, aus praktisch genommen unendlicher Entfernung kommen, um in der Sonnennähe so stark erhitzt zu werden, dass sie Natrium- und Eisenlinien zeigen. Durch den ausserordentlich lockeren Zusammenhang der Kometen- und Meteoritenmaterie wird der Zerfall noch erleichtert (vgl. S. 157). Zufolge der geringen Masse üben die Kometenteile keine nennenswerte Anziehung aufeinander aus, sondern sie bleiben getrennt. Eine ausserordentlich geringe Kraft, welche bei der Zersetzung wirkt, genügt, um den Teilen merklich verschiedene Bahnen mit recht stark verschiedener Umlaufszeit zu geben. Aus dem einen Kometen sind in dieser Weise zwei oder mehrere entstanden. Solche Teilungen hat man in einigen Fällen beobachtet, wie beim Bielaschen Kometen 1845 und beim grossen Kometen vom September 1882. Die gegenseitige Entfernung der beiden Teile des Bielaschen Kometen, welche 1845 etwa 300000 km betrug, war im Jahr 1852 zu 2500000 km gestiegen. In dieser Weise erklärt es sich, dass mehrere Kometen nahezu in derselben Bahn wandern, sie sind vermutlich Teile von einem einzigen Himmelskörper. In eben derselben Weise sind nach Schiaparelli die Schwärme von Sternschnuppen zu erklären. So z. B. ist ein Sternschnuppenschwarm an Stelle des seit 1852 verschwundenen Bielaschen Kometen, der eine Umlaufszeit von 6,6 Jahren besass, getreten. Diese Sternschnuppen fallen am Ende November (27.) und haben eine stärkere Intensität alle dreizehn Jahre, wenn die Erde und der Komet wieder nahezu dieselbe Stelle im Weltraum einnehmen. Solche Sternschnuppenregen traten auch 1872 und 1885 mit grosser Pünktlichkeit ein. Sie blieben aber am 27. Nov. 1898 beinahe gänzlich aus. Diese Sternschnuppen werden auch Andromediden genannt, weil sie von dem Sternbilde Andromeda auszugehen scheinen.

Die Bahnen der verschiedenen Sternschnuppen, welche demselben Kometen entstammen, sind untereinander sehr nahe parallel. Infolgedessen scheinen diese Bahnen aus perspektivischen Gründen einander in einem Punkte auf dem Himmelsgewölbe zu schneiden. Gegen diesen Punkt, der Radiationspunkt genannt wird, zielt die Tangente der Kometenbahn im Punkte, wo sie die Erdbahn schneidet, hin, wie leicht einzusehen ist. Da dieser Punkt in den meisten Fällen weit von der Ekliptik entfernt ist, ersieht man, dass die Neigung der betreffenden Kometenbahnen gegen die Ekliptik sehr beträchtlich ist.

Die wichtigsten Sternschnuppen gehören den Gruppen der Perseiden

und der Leoniden an. Sie werden so genannt, weil ihre Radiationspunkte in den Sternbildern des Perseus und des Löwen (Leo) liegen. Diese beiden Sternschnuppenschwärme bewegen sich in retrograder Richtung um die Sonne. Die Bahn der Perseiden liegt der Erde um den 10. August — dem Tage des heiligen Laurentius, weshalb diese Sternschnuppen Thränen des heiligen Laurentius genannt werden — am nächsten. Schiaparelli wies nach, dass dieser Schwarm dieselbe Bahn besitzt wie der von Tuttle entdeckte Komet 1862 III. Ebenso kommt die Bahn der Leoniden, welche mit derjenigen des Kometen 1866 I (Tempels Komet) übereinstimmt, der Erde etwa am 13. November am nächsten. Die Umlaufszeiten sind in den beiden Fällen etwa 123 und 33 Jahre. Bei den Perseiden hat man keine besonders auffälligen Sternschnuppenfälle in bestimmten Jahren wahrgenommen; es scheint denn, dass der entsprechende Komet sich so stark aufgelöst hat, dass er einen einigermaassen gleichmässigen Ring von Staub gebildet hat. Bei den Leoniden muss dagegen eine starke Anhäufung von Materie noch an einer Stelle des Schwarmes vorhanden sein, nachdem die Sternschnuppen von diesem Schwarme alle 33 Jahre viel stärker entwickelt sind wie gewöhnlich. So beobachtete Humboldt einen ausserordentlich kräftigen Fall von Sternschnuppen im November 1799. Es wurde ihm erzählt, dass man einen ähnlichen Fall im Jahre 1766 beobachtet hatte. In den Jahren 1832 und 1833 wiederholte sich die Erscheinung, ebenso wie im Jahre 1866, alle beide Male sehr glänzend. Eigentümlicherweise war der Sternschnuppenfall der Leoniden am 12.—16. November 1899 sehr schwach. In York Factory, westlich von Hudsons Bay, sollen jedoch starke Sternschnuppenfälle am 15.—17. November 1899 beobachtet worden sein.

Dieses unvermutete Ausbleiben der glänzenden Sternschnuppenregen der Bieliden und der Leoniden ist ein neuer Beweis für die grosse Instabilität im Reiche der Kometen. Wahrscheinlicherweise sind die Meteorschwärme in der Zwischenzeit seit der letzten glänzenden Entfaltung nahe an einen Planeten gekommen und haben dadurch Störungen in ihren Bahnbewegungen gelitten. In derselben Weise ist vermutlich der Komet von Brorsen, welcher im Jahre 1846 entdeckt wurde, wieder aus dem Sonnensystem entfernt worden, da er vergeblich in den Jahren 1884 und 1890, als er sehr günstig stehen sollte, gesucht worden ist. Sicher trifft dies für den Lexellschen Kometen zu, welcher im Jahre 1770 entdeckt wurde und wahrscheinlicherweise zufolge der Einwirkung Jupiters im Jahre 1767 dem Sonnensysteme

einverleibt wurde. Die Umlaufszeit betrug $5\,^1/_2$ Jahre und er sollte demnach in den Jahren 1775 und 1781 zurückkehren. Die Stellung von 1786 war für die Entdeckung des Kometen sehr günstig, trotzdem wurde er aber weder damals noch später wiedergefunden. Man hat berechnet dass er im Jahre 1779 dem Jupiter sehr nahe kam und dann auf solche Weise beeinflusst wurde, dass er aus dem Sonnensystem hinausgeworfen wurde.

Von den periodischen Kometen giebt es eigentlich nur einen einzelnen, den Halleyschen, welcher besonders auffällig und lichtstark ist. Sonst sind alle grossen Kometen, welche so viel Aufsehen erregt haben, nicht mit Sicherheit mehr als einmal im Sonnensystem beobachtet. Der Halleysche Komet bewegt sich in retrograder Richtung, d. h. in umgekehrter Richtung wie die Planeten um die Sonne, während die anderen sechzehn periodischen Kometen sich wie die Planeten verhalten. Seine grösste Entfernung von der Sonne ist 35,4 Erdbahnradien, während die geringste etwa 0,5 solche Radien beträgt. Die Umlaufszeit ist 76,3 Jahre. Seine Bahn wurde von Halley nach den kurz vorher von Newton gegebenen Prinzipien der Schwerkraft berechnet, und es war danach höchst wahrscheinlich, dass er, welcher damals zum letztenmal 1682 erschien, mit den grossen Kometen von 1607 und 1531 identisch war. Man hat sogar sein Auftreten zurück bis zum Jahr 14 v. Chr. verfolgt. Das nächste Mal erschien er in den Jahren 1759 und 1835. Es wird erwartet, dass er sein Perihel das nächste Mal am 17. Mai 1910 durchläuft. Sein Schweif besitzt eine Länge von etwa 20^0.

Ungefähr ebenso lange Umlaufszeit wie der Halleysche besitzen zwei andere periodische Kometen, darauf folgt einer mit etwa 14-jähriger Umlaufszeit, und zuletzt kommen dreizehn, welche zur Familie des Jupiter gehören und Perioden von 7,6 bis 3,3 Jahren besitzen. Unter diesen sind auch die oben genannten Kometen von Biela und Brorsen mitgezählt. Die kleinste Umlaufszeit besitzt der Enckesche Komet, nämlich 3,3 Jahre. Die grossen nur einmal beobachteten Kometen haben auch häufig so genau bestimmte Bahnen, dass man ihre Umlaufszeiten ziemlich genau bestimmen kann. Sie erreicht mitunter sehr beträchtliche Werte, z. B. für die Kometen von 1881 und 1882 etwa 3000 Jahre.

Die Sternschnuppen kommen gar nicht so selten vor, wie man glauben könnte. Ein Beobachter nimmt etwa 10 Sternschnuppen in der Stunde auf dem von ihm überblickbaren Teil des Himmels wahr. Da dieser Teil ungefähr ein Viertel des Himmelsgewölbes ausmacht, so könnten von einem Beobachtungsorte pro Stunde 40 Sternschnuppen beob-

achtet werden. Man hat daraus berechnet, dass innerhalb eines Tages etwa 10 Millionen Sternschnuppen auf die Erde niederfallen. Bei den grossen Sternschnuppenregen kann die Häufigkeit nach einigen Schätzungen 1000 mal, nach anderen 10000 mal grösser sein. Nimmt man ein Gewicht von 5 g für jede Sternschnuppe an, so würde die Erde jährlich um 20 Millionen Kilogramm an Gewicht (etwa 3.10^{17} mal weniger als das Gewicht der Erde) zunehmen.

Die grösste Häufigkeit der Sternschnuppen trifft in den Morgenstunden (3—4 Uhr V. M.) ein, und sie ist dann, nach Schmidt in Athen, etwa 2,5 mal grösser als zwischen 8—9 Uhr N. M. Wenn das Tageslicht nicht die Beobachtungen störte, so würde wahrscheinlicherweise das Minimum um 6^h abends, das Maximum um 6^h früh eintreffen. Man erklärt dies so, dass der Punkt (Fig. 65), wo die Uhr 6^h früh zeigt, an der Vorderseite der Erde in ihrer Bewegung im Weltraum (mit 30 km pr. Sek.) liegt, während der Punkt, wo die Zeit 6^h N. M. ist, an der Hinterseite liegt. Infolgedessen erreichen in der letzteren Lage nur diejenigen Meteoren die Erde, welche eine grössere Geschwindigkeit in der Richtung der Erdbahn als 30 km pr. Sek. besitzen. An der Morgenseite trifft die Erde nicht nur alle Meteore, welche in entgegengesetzter Richtung wie die Erde, sich im Raum bewegen, sondern auch diejenigen welche in derselben Richtung wie die Erde hinstreben, deren Geschwindigkeit aber nicht 30 km pr. Sek. erreicht. Ebenso ist (auf der nördlichen Hemisphäre) die Häufigkeit der Sternschnuppen (auch abgesehen von den grossen ausserordentlich reichen Sternschnuppenschwärmen) bedeutender im zweiten Halbjahr als im ersten. Dies wird so erklärt, dass der vorderste Punkt in der Erdbewegung, im ersten Halbjahr (21. Dezember bis 21. Juni) auf der südlichen, im zweiten Halbjahr dagegen auf der nördlichen Halbkugel liegt.

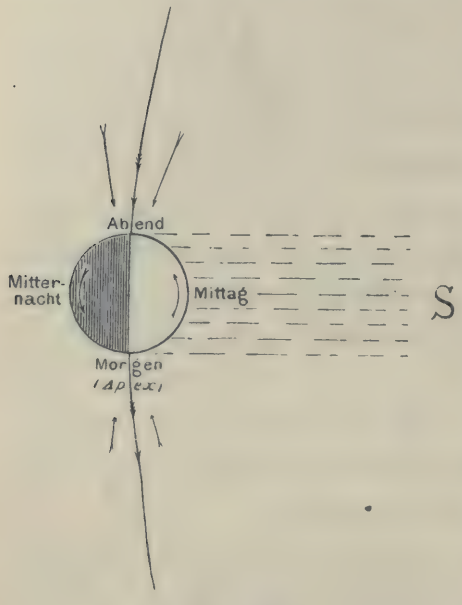


Fig. 65.

Von den Sternschnuppen zu den Meteoriten oder Feuerkugeln (Boliden) ist der Übergang kontinuierlich. So z. B. wurde die grosse Feuerkugel vom 12. März 1899 um $9^h, 47^m$ abends in Riga als Sternschnuppe beobachtet,

in kurzer Zeit nahm ihre Lichtintensität kolossal zu, sodass die Gegenstände scharfe Schatten warfen und diese Lichtentfaltung fand über grosse Strecken von Schweden, Finnland und den Ostseeprovinzen statt, bis die Feuerkugel in der Nähe der finnländischen Stadt Borgo aufs Eis des finnischen Meerbusens niederfiel und in dasselbe ein Loch von 9 m Durchmesser schlug. Danach fiel sie auf den lockeren Meerboden, wo sie sich ziemlich tief im Schlamm vergrub. Nachher hat man grosse Stücke aufgenommen. Dieser grösste Meteorit (325 kg), den man bisher fallen sah, war ein sogenannter Steinmeteorit, dessen hauptsächliche Bestandteile nichtmetallisch sind. Die gewöhnlichsten Mineralien darin sind Olivin, Bronzit, Troilit, Chromeisen und Nickeleisen (in Körnern) und glasartige Massen. Zu eben derselben Gattung gehörte die Feuerkugel, welche am 10. Februar 1896 über Madrid unter einer gewaltigen Detonation niederging, aus deren Zeitdifferenz, 1,5 Min. von der Explosionszeit, die Höhe, auf welcher die Explosion stattfand, zu 30 km bestimmt wurde. Die Meteoren können alle möglichen Grössen besitzen bis zu dem kleinsten Hagel oder Staub. Nur werden diese kleinen Körner ausschliesslich bei sehr günstigen äusseren Umständen entdeckt. Ein solcher Fall trat in Hessle in Schweden am Neujahrstag 1869 ein, als unter starkem Knall eine Menge von grösseren und kleineren Steinen bis zu 0,06 g Gewicht und Staub aufs Eis des Mälarsee niederfielen. Es ist natürlich anzunehmen, dass unter Umständen die Meteore sich in Staub verwandeln, bevor sie die Erdoberfläche erreichen, was wahrscheinlicherweise für die meisten Sternschnuppen zutrifft. Unter solchen Umständen fällt ein sogenannter „kosmischer Staub“. Dass derselbe kosmischen Ursprungs ist und nicht von vulkanischen Ausbrüchen oder anderen terrestren Quellen abstammt, muss mit Hilfe der chemischen Analyse nachgewiesen werden. Bisweilen soll Salz vom Himmel gefallen sein. Die Feuerkugeln hinterlassen häufig am Himmel eine erst glühende, dann wolkenartige Spur (am Tage eine Staubwolke), welche lange Zeit (bis Stunden) am Himmel sichtbar bleibt. Diese Spur besteht ohne Zweifel aus Massen von glühendem kosmischen Staub. Eine solche Erscheinung auf 35 km Höhe ist in Fig. 66 nach einer Zeichnung von Nordenskiöld wiedergegeben.

Während man unter 400 Steinmeteoriten 260 fallen sah, so trifft dies für nur 9 unter den etwa 100 bekannten Eisenmeteoriten zu. Dieselben bestehen aus Eisen als Hauptmasse mit einem starken Gehalt an Nickel und bisweilen etwas Kobalt; dagegen kommt nie Mangan in denselben vor, im Gegensatz zum Eisen irdischem Ursprungs. (Von

dieser Regel machen jedoch die Eisenfunde aus Ovifak auf der Discoinsel bei Grönland, welche von Nordenskiöld nach Schweden gebracht wurden, eine Ausnahme. Sie enthalten nämlich Nickel und Kobalt, aber nicht Mangan, trotzdem sie für terrestren Ursprungs erachtet werden.) Das Eigentümliche für die Meteoreisen ist das Auftreten von

Fig. 66. Spur eines in der Nähe von Upsala, Schweden, am 29. April 1877 $8^h\ 37^m$ N. M. beobachteten Boliden nach A. E. Nordenskiöld. Dauer des Leuchtens 25 Minuten.

sogenannten Widmanstättenschen Figuren, welche bei Anätzen (mit verdünnter Salpetersäure) einer plangeschliffenen Fläche des Eisens in Form von drei 60^0 untereinander bildenden Liniensystemen hervortreten (vgl. Fig. 67). Auch für einige Legierungen von Eisen und Nickel sind diese Figuren charakteristisch.

In den Meteorsteinen hat man bisher folgende Grundstoffe aufge-

funden: Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenstoff, Silicium, Schwefel, Phosphor, Chlor, Brom, Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Calcium, Strontium, Baryum, Blei, Magnesium, Silber, Kupfer, Aluminium, Gallium, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt, Chrom, Platin, Iridium, Titan, Arsen, Zinn, Argon und Helium. Eigentümlich ist das Fehlen von Zink und von den Elementen mit hohem Atomgewicht, z. B. Quecksilber, Antimon und Wismut, wie in der Sonne. Lockyer hat Steinmeteoriten im Lichtbogen geglüht und ein Spektrum gefunden, das mit demjenigen der Sonne ausserordentlich grosse Ähnlichkeit bietet. Die Sternschnuppen und Meteore werden durch den Reibungswiderstand gegen die Luft glühend; erst besitzen sie eine Geschwindigkeit kosmischer Ordnung (30—100 km pr. Sek.), später werden sie zufolge des Luftwiderstandes gehemmt und erhalten eine mässige Geschwindigkeit, wie ein fallender Körper. Je geringer die Eintrittsgeschwindigkeit in die Atmosphäre, desto früher werden im allgemeinen die Meteore gehemmt und desto geringer ist die Detonation. Die Sternschnuppen glühen auf in 200 bis 110 km Höhe und erlöschen auf einer Höhe von 100 bis 90 km. Für die Perseiden sind die mittleren Höhen des Aufleuchtens 114 und des Erlöschens 89 km, für die Leoniden sind sie 151, bezw. 97 km. Bisweilen sind Meteoren beobachtet, die auf 300 bis 400 km Höhe zu glühen anfingen (nach Schiaparelli und Liais). Die Meteoriten sind in dieser Beziehung sehr verschieden. Was an diesen Körpern am meisten interessiert, ist die Frage, ob sie dem Sonnensystem angehören oder nicht, oder was auf dasselbe auskommt, ob ihre Geschwindigkeit (relativ zum Sonnencentrum) bei Ankunft auf der Erde unter oder über 43,2 km pr. Sek. liegt (vgl. S. 177). Es hat sich gezeigt, dass die meisten Feuerkugeln Fremde im Sonnensystem sind, während die Sternschnuppenschwärme als seit einiger Zeit dazu ange-

Fig. 67. Widmannstättensche Ätzfiguren.

hörig zu betrachten sind. Es giebt nun auch bei grossen Sternschnuppenregen Feuerkugeln, welche offenbar als grössere Sternschnuppen anzusehen sind. Eine solche Feuerkugel, welche als ein Eisenklumpen von 4,1 kg aufgefunden wurde, fiel am 27. November 1885 in Mazapil, Mexiko. Dieses Meteoreisen stammt von einem bekannten Himmelskörper, dem Kometen von Biela. Gleichzeitig beobachtete der Direktor der Sternwarte Zacatecas, Bouilla, das Spektrum der Sternschnuppen und glaubte darin Linien mit solchen von Eisen, Nickel, Kohlenstoff, Magnesium und Natrium identifizieren zu können. Das Spektrum einer Feuerkugel ist in Arequipa (von Pickering am 18. Juni 1897) beobachtet worden. Er fand darin vier Wasserstofflinien (H_β H_γ H_δ und H_ε) und zwei andere Linien 419,5 bezw. 463,6 $\mu\mu$, die er nicht indentifizieren konnte. Vermutlich gehört der glühende Wasserstoff eigentlich der Atmosphäre der Erde an (aus Wasserdampf). Eine andere Feuerkugel vom 27. November 1897, wahrscheinlicherweise eine Bielide, fing seine Bahn auf 90 km Höhe über Kent an und explodierte auf 22 km Höhe über St. Omer; er bewegte sich dabei mit einer Geschwindigkeit von 31 km pr. Sek. Natürlicherweise kann man in solch einem Falle nicht sicher sein, dass die Anfangsgeschwindigkeit nicht bedeutend die beobachtete Geschwindigkeit, welche für eine relativ tiefe Lage gilt, übertroffen hat und vielleicht grösser war als 43,2 km.

Als Beispiel von Feuerkugeln mit Geschwindigkeiten von über 43,2 km pr. Sek. möge eine, die am 20. November 1898 in Niederösterreich beobachtet wurde, erwähnt werden. Sie blitzte auf in 123 km Höhe, ihr Explosionspunkt lag in 44 km Höhe und ihre grösste beobachtete Geschwindigkeit war 61 km. Sie war sichtbar vom Riesengebirge bis Görz. Am 16. Januar 1895 wurden in Brünn und Wien drei Feuerkugeln beobachtet, von welchen eine die heliozentrische Geschwindigkeit von 54 km pr. Sek. besass, eine andere, die zwei Minuten später erschien, hatte eine Geschwindigkeit von nur 30,7 km pr. Sek. Die drei Meteore waren nicht zusammengehörig. Am 25. Januar 1895 traf in derselben Gegend ein Meteorfall ein, bei welchem die heliozentrische Geschwindigkeit zu 56 km pr. Sek. berechnet wurde (von v. Niessl).

Da das Sonnensystem sich gegen einen Punkt im Sternbild Herkules hinbewegt, sollte man vermuten, dass mehr Feuerkugeln von dieser Seite auf die Erde hinstürzen als von der entgegengesetzten, da die Feuerkugeln grösstenteils nicht unserem Sonnensystem angehören. Die Berechnung zeigt nach v. Niessl, dass die Erwartung zutrifft, aber der Unterschied zwischen den beiden Seiten ist höchst gering.

Die grossen Feuerkugeln bewegen sich nur in dem ersten Teil ihrer Bahn mit kosmischer Geschwindigkeit. Schon in dem Punkte, wo sie aufleuchten — vordem kann man sie nicht beobachten — müssen sie einen Teil ihrer Anfangsgeschwindigkeit eingebüsst haben. Sie kommen dann in immer dichtere Luftschichten herein, wodurch die Reibung vermehrt wird, sodass sie mit immer heftigerem Glanz glühen. Durch die ungleichmässige Erwärmung, welche nicht Zeit hat, in die Tiefe des Meteorinnern einzudringen, entstehen Spannungen und zuletzt birst die Feuerkugel unter explosionsartigem Getöse und Lichtentfaltung. Von diesem Punkte ab, welcher Hemmpunkt genannt wird und in einer Höhe von 3 bis 47 (im Mittel etwa 20) km liegt, ist die Geschwindigkeit der herabfallenden Bruchstücke stark reduciert und nicht viel grösser als diejenige von irdischen Projektilen. Am meisten wird die Geschwindigkeit der kleinsten Stücke beeinträchtigt. Infolgedessen entsteht ein sogenanntes Streufeld, in welchem die grösseren Stücke an der Vorderseite, die kleineren an der Hinterseite, gerechnet nach der Richtung der Feuerkugel, hinunterfallen. So z. B. hatte das Streufeld des Meteorfalles vom 1. Jan. 1869 bei Hessle in Schweden, wobei etwa 500 Steine im Gewicht zwischen 0,06 und 1800 g aufgefunden, eine Länge in nordnordwestlicher Richtung von 16 km und eine Breite von 5 km. Das grösste Stück wurde am weitesten nach NNW aufgefunden, die kleinsten Stücke, unter 1 g, am weitesten nach SSO auf dem Eise des Mälarsees. Das Gesamtgewicht der herabgefallenen Masse wurde zu etwa 50 kg geschätzt, wovon 25 aufgefunden wurden. Etwas ausgedehnter war das Streufeld des Meteorfalles am 30. Januar 1868 zu Pultusk. Die Flugrichtung des Meteores war von WSW nach ONO gerichtet, die Streufläche hatte aber ihre grösste Ausdehnung, 17 km, in der Richtung SSW nach NNO. Diese Abweichung von 45^0 zwischen den beiden Richtungen wird dem beim Hinunterfallen vorherrschenden heftigen Nordwestwind zugeschrieben. Die Breite war 6 km und etwa 100000 Steine von unter 0,1 g bis 9 kg fielen dabei. Das grösste Streufeld besass der Meteorfall von Mócs bei Klausenburg in Siebenbürgen am 3. Febr. 1882. Dasselbe erstreckte sich in der Flugrichtung des Meteoriten von NW nach SO in einer Länge von 25 km mit einer Breite von 7,5 km. Mehr als 100000 Steine sollen dabei gefallen sein. Das grösste Stück wog 35 kg und das Gesamtgewicht der gefallenen Masse wird auf 400—500 kg geschätzt.

Zufolge der Erwärmung der Oberfläche der Meteorsteine überziehen sie sich mit einer schwarzen Schmelzkruste und kleine Bruchstücke mit

muschelförmigem Bruch bersten aus (vgl. Fig. 68). Dieselben kommen bisweilen ausschliesslich auf einer Seite des Steines vor (der Stirnseite), wenn aber, wie in den meisten Fällen, der Meteor sich beim Fallen gedreht hat, bedecken sie den ganzen Stein. Eine solche Struktur, die den Meteoriten eigentümlich ist, kommt in geringerem Grade Steinen zu (Wüstensteinen), aus welchen durch heftige Sonnenstrahlung Bruchstücke herausbersten. An Bruchflächen, die ganz nahe an der Erdoberfläche gebildet sind, kann die ganze Schmelzkruste fehlen. Man soll sogar an solchen frischen Bruchflächen bisweilen eine so niedrige Temperatur wahrgenommen haben, dass sie bei Berührung ein

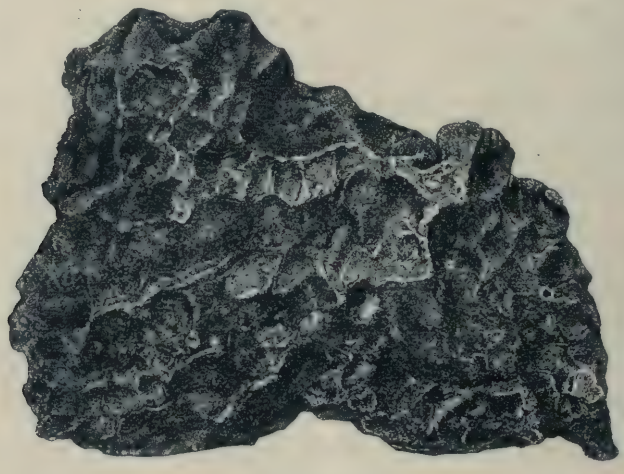


Fig. 68.

heftiges Schmerzgefühl von Kälte erweckten (Dhurmsala in Ostindien am 14. Juli 1860).

Nach einer statistischen Untersuchung von Högbom sind von acht Howarditen (eine seltene stark *Ca*- und *Al*-haltige Art der Meteorite) mit bekannter Fallzeit drei am 2.—7. August, drei am 5.—12. Dezember und zwei an anderen Zeiten gefallen, was darauf hindeutet, dass sie wenigen bestimmten Himmelskörpern entstammen. Ähnliches gilt auch für andere Gruppen der Meteorite, wie beispielsweise für die Euchrite, von welchen zwei am 13.—15. Juni gefallen sind. Nur drei Euchrite haben bekannte Fallzeit. Dies erinnert stark an die zu regelmässigen Zeiten zurückkehrenden Sternschnuppenschwärme.

Es mag nochmals hervorgehoben werden, dass die Meteorite, welche ohne Zweifel von den entferntesten Weltgegenden abstammen, doch viele Ähnlichkeit besitzen mit den uns bekannten mineralischen Körpern, indem sie aus denselben Bestandteilen aufgebaut sind,

welche auch auf der Erde vorkommen. Besonders scheint die Beobachtung über ihre Identität in Bezug auf Zusammensetzung mit dem Erdinnern, so weit dies durch vulkanische Auswürfe bekannt ist und mit der Sonnenhülle bemerkenswert. Vermutlich sind die Steinmeteorite, d. h. die überwiegende Mehrzahl der Meteorite, aus den Staubmassen aufgebaut, welche durch Strahlung der Sonne und ähnlicher Himmelskörper aus der Sonne selbst und aus den Kometen in den Raum hinausgetrieben werden (vgl. S. 157).

Moldavite. Nach den eingehenden Untersuchungen von Franz Suess sind die eigentümlichen Glaskörper, welche man in Böhmen, bei Budweis, und in Mähren, bei Trebitsch, in Schotterlagern von der Spättertiärzeit (Miozän) in recht grosser Menge auffindet, und welche den Namen Moldavite erhalten haben, zu den Meteoriten zu zählen. Dieselben wurden früher für vulkanische Auswürflinge oder für Überreste einer uralten Glasindustrie gehalten. Gegen die erste Hypothese streitet die Thatsache, dass seit der Tertiärzeit keine Vulkane noch vulkanische Gesteine jüngeren Alters in der Nähe vorkommen. Durch die Luft können sie wegen ihrer Grösse (ihre Dimensionen erreichen mehrere Centimeter) mit den Winden nicht weit geschleppt sein; ebensowenig deutet ihr Vorkommen und Aussehen — sie sind nicht abgerollt — auf eine weite Verschleppung durch Wasser. Ausserdem enthalten sie kein Wasser, wie Gläser vulkanischen Ursprungs. Alte künstliche Gläser können sie auch nicht sein, da sie erst mit Hilfe von Siemensschen Regenerativöfen (1400° C.) geschmolzen werden können.

Ähnliche Glaskörper findet man in Ostindien (besonders auf der Insel Billiton) und über ganz Südaustralien in solcher Lage, dass sie nicht ohne Schwierigkeiten als irdische Produkte erklärt werden können.

Man hat sie deshalb für Aërolithe der Tertiärzeit angesehen. Ihre Oberfläche zeigt deutliche Spuren von Schmelzung und ähnliche muschelförmige Eindrücke, wie die Meteorite. Wegen ihrer relativ leichten Schmelzbarkeit kommen häufig tiefere Rillen und Furchen auf Moldaviten vor, welche auf den Luftwiderstand deuten. Ähnliche Bildungen hat Suess auf Kolophoniumkugeln, gegen welche ein 300° C. heisser starker Luftstrom getrieben wurde, hervorgerufen.

Es kann dann sonderbar erscheinen, dass die Meteorite aus der neueren Zeit ganz anderes Aussehen haben. Dagegen ist zu bemerken, dass gewöhnliche Steinmeteorite wegen ihrer tuffartigen Struktur schnell

verwittern, sodass sie sich kaum vom Tertiär hätten erhalten können. Gewöhnliche Meteorite enthalten auch Glassubstanz (vgl. S. 210). Es ist denn nicht undenkbar, dass hin und wieder ein grösserer Meteorit, wie einige Kometen (vgl. S. 206) so nahe an die Sonne gekommen wäre, dass er zu einem grossen Klumpen schmolz. Dann hätte er in die Erdatmosphäre hineinkommen können, wonach er zufolge der plötzlichen Erwärmung der Oberfläche zerbersten und zu einem Regen von Moldaviten Anlass geben müsste. Bemerkenswert ist, dass einige Moldavite, wie Bologneser Tropfen, explodieren, wenn ihre Oberfläche verletzt wird, was auf eine plötzliche Abkühlung (Abschreckung in Wasser?) hindeutet.

V. Kosmogonie.

Wir haben im vorhin Gesagten mehrere Fälle gefunden, bei welchen die Himmelskörper mit der Zeit grosse Änderungen erlitten haben, vor allem zeigte sich dieser Fall mit den neuen Sternen und den Kometen. Dagegen zeichnet sich unser Planetensystem durch eine sehr grosse Beständigkeit aus, welche zum grössten Teil darauf gegründet ist, dass die demselben angehörigen Himmelskörper sich in nahezu kreisförmigen Bahnen um den Centralkörper bewegen, sodass ihre Entfernungen untereinander sehr gross bleiben und sie keine beträchtlichen Störungen aufeinander ausüben. Diejenigen Körper, welche wegen ihrer Nähe solche grössere Störungen in dem Sonnensystem hervorrufen könnten, die Kometen, besitzen nach den bisher gemachten Erfahrungen eine so unerhört geringe Masse, dass der Einfluss derselben gänzlich vernachlässigt werden kann.

Man könnte wohl deshalb der Meinung zuneigen, dass die Himmelskörper in unserem Planetensystem immer in denselben Bedingungen wie jetzt geblieben wären und bleiben würden, wenn nicht im neunzehnten Jahrhundert das Studium der Wärmeerscheinungen zu dem Schluss geführt hätte, dass Wärme oder überhaupt Energie etwas ebenso Bestehendes (Substantielles) sei, wie die Materie. Wenn nun die Stabilität der Massen unseres Sonnensystems in ihren Bahnen nicht gefährdet zu sein scheint, so findet genau das Gegenteil für die Energiemengen des Sonnensystems statt, indem die Sonne ungeheure Wärmemengen zum Weltraum hinaus verschleudert, wovon nur ein höchst minimaler Teil (etwa 5.10^{-9}) den anderen Himmelskörpern des Systems zu gute kommt. In der That ist dies absolut nötig für die Existenz von organischem Leben auf unserer Erde; denn wenn die Sonnenwärme nicht ins Unendliche wegfliessen würde, sondern ausschliesslich zur Erwärmung der Planeten gebraucht werden würde, so müssten dieselben sehr bald

dieselbe Temperatur wie die Sonne (Photosphäre) annehmen. Die Planeten würden nämlich dann notwendigerweise einen ebenso geringen Bruchteil ihrer Wärmestrahlung wie die Sonne zum Weltall verlieren, und nur mit der Sonne und miteinander in Wärmeaustausch stehen. Ein solcher Zustand könnte nur zum Ausgleich der Temperaturunterschiede im Sonnensystem führen, und da die Sonne an Masse die Planeten und ihre Monde enorm überwiegt, so würde bald die mittlere Temperatur nicht merklich von derjenigen der Sonne abweichen. Es wäre demnach für uns gar nicht glücklich, wie Einige sich vorstellten, wenn es in der Natur so angeordnet wäre, dass unsere Sonne nur den Planeten ihren Energieüberfluss zuwendete.

Um nun verstehen zu können, wie die Sonne ihre Wärmeverluste deckt, ist man konsequenterweise dazu geführt worden, dass sie sich zusammengezogen hat und noch zusammenzieht, obgleich dies in der kurzen Zeit, in welcher genaue Messungen ausgeführt wurden, nicht zu beobachten gewesen ist (vgl. S. 159). Die Sonne muss demnach früher einen grösseren Raum als jetzt eingenommen haben, und wenn man lange genug in der Zeit zurückgeht, wird die Materie der Sonne sich vielleicht über das ganze Planetensystem ausgedehnt und nicht grössere Dichte besessen haben, wie die Nebelflecke, welche wir jetzt auf dem Himmelsgewölbe beobachten.

Schon viel früher, als es Zeit war, um ähnliche Betrachtungen über die Wärmeverluste des Sonnensystems anzustellen, ist man zu ähnlichen Schlüssen gelangt. Swedenborg dachte sich den Urzustand des Sonnensystems als ein Chaos von nebeliger Materie, welches allmählich durch Kräfte, die den elektrischen und magnetischen analog wären, geordnet wurde, bis es zuletzt die jetzige Anordnung annahm. Kant wies darauf hin, dass sich die seiner Zeit gekannten sechs Planeten und neun Monde alle in Kreisen bewegen, die nahezu in derselben Ebene wie der Sonnenäquator liegen, und ausserdem dieselbe Bewegungsrichtung haben wie die Drehung der Sonne. Dies kann nicht gern Folge eines Zufalls sein, sondern es muss für diese Erscheinungen eine gemeinsame Ursache gegeben haben. Er stellte sich infolgedessen den Anfangszustand des Sonnensystems so vor, dass die Materie, welche jetzt in der Sonne, den Planeten, ihren Monden und den Kometen sich vorfindet, einst in feinster Verteilung in einer Art von labilem Gleichgewicht gestanden hat, „sodass innere Anziehungskräfte leicht eine Störung hervorbringen und einzelne dichtere Klumpen bilden konnten, auf welche sich dann die benachbarten Teilchen zubewegen mussten“. Die

hauptsächlich wirkende Kraft war die Newtonsche Gravitation, Kant nahm aber auch eine eigentümliche Art von Zurückstossungskräften an, welche die anfangs ganz gleichförmige geradlinige Bewegung der Einzelteilchen in kreisförmige verwandelt hätte. Diese letzte Annahme ist mit den Prinzipien der Mechanik unvereinbar.

Bald nach dieser Zeit fand die grosse Durchmusterungsarbeit von Herschel statt, durch welche er eine grosse Menge von Nebelflecken und Sternhaufen entdeckte und klassifizierte. Durch diese Beobachtungen von verschiedenen Nebelflecken wurde er zu der Ansicht geführt, dass einige, welche ein sehr schwaches, verschwommenes Licht zeigen, sich im Urzustande befinden, während andere deutliche Kondensationen aufweisen, die sich unter Umständen zu Sternen verdichten können. In anderen Fällen (bei den Sternhaufen) war die Kondensation so weit vorsichgegangen, dass die nebelige Materie sich zu lauter Sternen angesammelt hatte.

Diese Erfahrungen stützten ja in der Hauptsache die Ansichten, welche der Kantschen Hypothese zugrunde liegen. Dieselbe wurde von Laplace wieder aufgestellt und insofern in verbesserter Form, als er beim Urnebel eine anfängliche Drehung um eine Achse annahm. Diese Drehung war so kräftig, dass in den äusseren Teilen um den Äquator die Centrifugalkraft genau mit der Gravitation im Gleichgewicht stand. In der Mitte des Nebels befand sich eine Kondensation, welche die Stelle der jetzigen Sonne einnahm. Die ganze Gasmasse war stark glühend und kühlte sich allmählich ab. Dabei zog sie sich zusammen. Zufolge des zweiten Keplerschen Satzes, dass der Radiusvektor eines Himmelskörpers in derselben Zeit in verschiedenen Teilen seiner Bahn dieselbe Fläche überfährt, musste das Produkt von der Geschwindigkeit (v) und der Entfernung (r) vom Mittelpunkt konstant bleiben. Die Centrifugalkraft wird durch den Ausdruck $mv^2 : r = mv^2r^2 : r^3 = K : r^3$ dargestellt, die Anziehung zum Massencentrum dagegen durch $m : r^2$. Wenn also r abnimmt, wird die Centrifugalkraft schneller zunehmen als die Gravitation, und da sie anfangs einander gleich waren, wird nach der geringsten Zusammenziehung die erste Kraft obwalten und ein Teil des Gasnebels sich von der Hauptmasse in Form eines Ringes ablösen. Ein solcher Ring könnte aber nicht lange bestehen, sein Gleichgewicht ist labil. Sobald eine geringe Störung eintrat, musste er in mehrere kleine Teile zerfallen, wie der Saturnring, oder sich zu einem Einzelkörper zusammenziehen. Derselbe würde wiederum wegen der grösseren Geschwindigkeit der äusseren Teile des Ringes sich im

selben Sinne drehen, wie früher der ganze Gasball. Danach ist ein solcher Körper der Urheber eines Planeten und besteht aus einem grossen, um eine der Drehungsachse des Nebelsystems parallele Achse sich drehenden Gasball. Dieser zieht sich weiter zusammen und infolgedessen tritt weitere Ringbildung und danach Bildung von Planeten zweiter Ordnung, Monden oder Satelliten ein, die ebenso um eine Achse in derselben Richtung sich drehen wie ihre Hauptkörper. Die Kometen haben kein Heimatsrecht im Planetensystem, sondern sind durch den Zufall von aussen dahin gekommen.

Diese Hypothese leidet jedenfalls unter nicht unbedeutenden Schwierigkeiten. Zwar hat die Entdeckung der kleinen Planeten uns eine ganze Masse, etwa 450, von Himmelskörpern gezeigt, welche im richtigen Sinne um die Sonne sich bewegen. Die grösste Neigung einer dieser Planetenbahnen beträgt $34^0\ 43'$. Die Bahnen der Uranus- und Neptunmonde weichen aber viel zu stark von den Forderungen der Hypothese ab, als dass man nicht einen störenden Eingriff von aussen annehmen müsste. Auffallend ist es, dass gerade die äussersten Planeten, bei welchen man am ehesten ein solches fremdes Eingreifen vermuten könnte, diese Eigentümlichkeit darbieten.

Weiter könnte man ja vermuten, dass, nachdem die Zusammenziehung des Gasballes allmählich und kontinuierlich geschehen ist, auch die Absonderung von Planeten hätte stetig vorsichgehen müssen, woraus ein System hervorgegangen wäre, das etwa der Ansammlung der kleinen Planeten entspräche.

Die grösste Schwierigkeit der Laplaceschen Annahme bietet wohl die hohe Temperatur des Gasballes, welche die Hypothese voraussetzt. Nach den Berechnungen von Stoney und Bryan kann die Erde keinen Wasserstoff in ihrer Atmosphäre behalten. Noch weniger würde, wie leicht zu berechnen, die Sonne das haben thun können, wenn sie so ausgedehnt gewesen wäre, dass sie die Neptun- oder Uranbahn erfüllt hätte, wenn nämlich ihre Temperatur nicht tiefer als diejenige der Erde ($+ 15^0$ C.) gewesen wäre. Wohl aber ist es wahrscheinlich, dass der Urnebel noch grössere Dimensionen gehabt hat. Man muss denn annehmen, dass in diesen ausgedehnten Nebeln, in welchen wegen der grossen Verdünnung der Materie keine nennenswerten Anziehungskräfte wirken, die Gase, unter welchen der Wasserstoff eine besonders hervorragende Rolle spielt, eine Temperatur besitzen, die nicht viel von dem absoluten Nullpunkte entfernt sein kann. Es entsteht denn die Frage, wie wohl diese Himmelskörper Licht aussenden können. Die Antwort

lautet, dass man in diesem Falle auf dieselbe Lichtquelle angewiesen ist wie bei den Kometen, die ebenfalls zu niedrige Temperatur besitzen, um selbständig zu leuchten (vgl. S. 43).

Jedenfalls ist die Regelmässigkeit der Bewegung der Himmelskörper in unserem Sonnensystem so ausserordentlich auffallend, dass man die Richtigkeit der Kant-Laplaceschen Hypothese in ihren Hauptpunkten nicht leugnen kann. Es ist aber schwer, die Notwendigkeit einzusehen, warum ein Gebilde von der ausserordentlich grossen Regelmässigkeit des Planetensystems entstanden ist und nicht vielmehr ein Aggregat von sehr vielen kleinen Körperchen, wie im Saturnringe, oder von Himmelskörpern, die in Bahnen von sehr grosser Excentricität in einem ziemlichen Gewirre umeinander laufen, und wo der grösste Körper nicht beinahe die ganze Masse (bis auf 0,16 Proz.) auf sich verdichtet hätte, wie am Beispiel vieler Doppelsterne zu ersehen ist. Man bemerkt häufig in den Nebeln mehrere Kondensationskerne. Man könnte sich vielleicht vorstellen, dass in dem Nebel, woraus unser Sonnensystem hervorging, schon innerhalb der Gasmasse, an den Stellen, wo die Planeten nachher kamen, Verdichtungen entstanden. Diese würden die grosse allgemeine Drehung mitmachen und nachher allmählich in dem Gebiete, durch welches sie hindurchzogen, einen Gasball um sich ansammeln. Infolgedessen würden sie eine genau ebenso beschaffene Rotation erhalten, als wenn sie aus einem geborstenen Ringe sich zusammengezogen hätten. Auf diese Weise wären die Planeten gewissermaassen als gleich „alt“ anzusehen und die äussersten Planeten nicht als die ältesten, wie die ursprüngliche Hypothese von Laplace verlangt.

Im Anschluss an die Kant-Laplaceschen Hypothese und die Ergebnisse der modernen astronomischen Wissenschaft hat man sich als „Urnebel des Sonnensystems“ einen weit ausgedehnten, äusserst dünnen Nebel zu denken, welcher, ähnlich demjenigen in Orion und den Plejaden, eine Ausdehnung von mehreren tausend Neptunbahnen besitzen konnte. In diesen unregelmässigen Bildungen ist die Konzentration der Materie so gering, dass keine merklichen Anziehungskräfte herrschen, sondern dieselben müssen durch Millionen von Jahren wirken, um merkliche Verschiebungen zwischen den verschiedenen Teilen hervorzubringen. Die leichtesten Gase, wie Wasserstoff und Helium, befinden sich in den äussersten Schichten dieser Gasmassen, ebenso wie sie die äussersten Teile der Sonne einnehmen. Nur diese senden Licht nach aussen durch die elektrischen Entladungen, welche in den äusseren Schichten zufolge des Einfangens von negativ geladenen Teilchen ent-

stehen. Wenn diesen Gebilden Wärme zugeführt wird, so entfernen sich die Gase immer mehr von dem Mittelpunkt und kühlen sich dadurch ab (vgl. unten S. 228).

Es sind also diese Nebel grosse Aufspeicherungsplätze der Wärmeenergie, welche von den Sonnen zu ihnen gestrahlt wird. Diese Energie kommt ihnen nachher bei ihrer Kondensation zu gute, welche im nächsten Stadium erfolgt. Die inneren Teile der Nebel schliessen die schwereren chemischen Elemente ein; Verbindungen werden nicht bei der ungeheuren Verdünnung bestehen können. Diese Elemente besitzen eine so geringfügige Geschwindigkeit, dass sie dem Nebel nicht zu entfliehen vermögen. Sie besitzen aber eine höhere Temperatur, als die äusseren aus den leichten Gasen bestehenden, und zwar denselben Umständen zufolge, welche bewirken, dass beim sogenannten adiabatischen Gleichgewicht in der Erdatmosphäre die Temperatur mit der Tiefe zunimmt. Trotzdem diese Körper anwesend sind, verraten sie sich doch nicht durch Lichtentwickelung, da sie nicht in den äusseren Teilen vorkommen, welche von den negativ geladenen Partikelchen getroffen werden. So erklärt sich die sonderbare Erscheinung, dass die Urmaterie nur einige leichte Elemente zu enthalten scheint (Wasserstoff, Helium und das Gas, welches der Nebellinie 496 $\mu\mu$ entspricht). Zur Erklärung dieses Umstandes nahm man früher an, dass in äusserster Verdünnung alle chemischen Elemente sich in Wasserstoff zersetzen, eine Annahme, welche mit der chemischen Erfahrung in Widerspruch steht. In dem Lichte einiger Nebel hat man ausserdem einige schwache Linien gefunden, welche dem Magnesium und Eisen entsprechen. Diese rühren vielleicht von dem Eigenlicht dieser Gase her, denn im Innern des Nebels kann wohl die Temperatur hoch genug sein.

Die Zustände in einem solchen Nebel sind nicht stabil, sie können aber zufolge der ausserordentlich geringen wirkenden Kräfte sehr lange (praktisch genommen unendlich lange) bestehen. Im Laufe der Zeit müssen die Anziehungskräfte dieselben zu regelmässigeren rundlichen Formen zusammenballen. Diese Zusammenballung kann aber dadurch verhindert werden, dass Kondensationskerne von aussen in die Nebelmaterie eindringen, wie die Kometen ins Sonnensystem. Diese dichteren Anhäufungen ziehen allmählich die Materie in ihrer Nähe zusammen, sodass eine Art Lichtungen um diese Centra im Nebel entstehen. Diese Ansammlungen gravitieren gegeneinander und werden wohl zum Teil miteinander vereint, da die übrig gebliebene Nebelmaterie ihre Bewegungen hemmt.

Wenn nun die Nebelmaterie von Anfang an eine ausgesprochene Drehung um eine Achse vollführt, werden diese Kondensationspunkte mitgeführt und machen allmählich die gemeinsame drehende Bewegung mit. Durch die partielle Kondensation entstehen Zusammenziehungen in der Umgebung, welche zuletzt ihre Wirkung auf den ganzen Nebel ausüben. Die Centrifugalkraft wird vergrössert und anstatt einer grossen Dunstkugel mit einheitlicher Bewegung bildet sich eine Scheibe aus. Durch die Kondensation der Materie um bestimmte Punkte herum, und durch ihr gleichzeitiges Verschwinden aus den zwischenliegenden Teilen, erhalten dieselben eine immer selbständigere Stellung, bis alle Teile der Scheibe beinahe ausschliesslich dadurch bestimmt sind, dass die Centrifugalkraft genau die Schwere aufwiegen soll. Mit anderen Worten, die Bewegungen nähern sich immer mehr denjenigen in einem Planetensystem. Diesem Zustande entsprechen die spiralförmigen Nebel, welche überaus gewöhnlich sind. Dieselben sind sehr flach, scheibenförmig, welches zeigt, dass die Gravitation durch eine Centrifugalkraft in der Ebene der Scheibe aufgewogen wird. Die spiralige Struktur kann aus dem Umstand erklärt werden, dass die Kondensationspunkte nicht die Bewegungen der sie umgebenden Materie gänzlich beherrschen, wie Wilczynski näher ausgeführt hat. Diese Nebel zeigen ein kontinuierliches Spektrum, woraus zu schliessen ist, dass die Strahlung der Kondensationskerne, die beinahe alle die potentielle Energie der diffusen Nebelmaterie auf sich verdichtet haben, diejenige der Nebelgase vollkommen überwiegt.

Man könnte sich auch vorstellen, dass die anfängliche Drehung des Nebels relativ schwach gewesen ist. Es entsteht dann kein ausgeprägtes Centrum, um welches herum die Bewegung stattfindet und keine kreisende Bewegung. Die Kondensationen können mehr durch Zufall bestimmt werden und um mehrere sekundäre Centren sich ausbilden. Dieselben werden dann später ziemlich regellos aufeinander hin gravitieren und Bahnen von allen möglichen Verhältnissen der Excentricität bilden. Dieser Fall scheint, wie gesagt bei den Doppelsternen sehr häufig zu sein (vgl. S. 51).

Wir haben jetzt die Entwickelung bis zu der Periode verfolgt, wo sich Planetensysteme oder Sternsysteme gebildet haben. Die Körper derselben nehmen bei ihrer Kondensation aus der umgebenden Materie immer mehr zu. Anfangs steigt ihre Temperatur durch die Kondensation, dann tritt starke Strahlung und damit Abkühlung (wenigstens in den höheren Schichten) ein. Dieser Zustand wird endlich dazu führen, dass

sich eine feste Kruste bildet, worauf der Wärmeverlust nach aussen so gut wie gänzlich abgebrochen ist. So z. B. ist der jetzige Wärmeverlust der Sonne $1{,}2.10^5$ cal. pro cm^2 und Minute. Derjenige der Erde beträgt nicht einmal 2.10^{-4} cal. pro cm^2 und Minute. Wenn einmal die Sonne mit einer ebenso dicken Kruste wie die Erde (aus denselben eruptiven Gesteinen) bedeckt ist, wird sie also in tausend Millionen Jahren nicht viel mehr Wärme verlieren, als jetzt in einem einzigen. Man kann wohl sagen, dass in diesem Ruhezustand die Energie der Himmelskörper auf unermessliche Zeiten aufbewahrt wird.

Vor dem Festwerden der äusseren Rinde steigt der Druck im Innern des Himmelskörpers stetig. Denken wir uns, dass alle die linearen Dimensionen zwischen den Zeitpunkten t_1 und t_2 auf die Hälfte gesunken seien. Eine horizontale Oberfläche von $(2\ cm)^2$ wird zur Zeit t_1 durch das Gewicht der darauf lastenden Gassäule $4\ p$, d. h. p auf $1\ cm^2$ gedrückt. Die Oberfläche $1\ cm^2$ hat sich zur Zeit t_2 auf $0{,}25\ cm^2$ zusammengezogen, auf welcher das Gewicht $4\,p$ lastet, nachdem die oben liegenden schweren Teile alle doppelt so nahe zum Centrum gekommen sind. Der Druck ist also pro Quadratcentimeter auf $16\,p$ gewachsen. Wenn nun die Masse des Himmelskörpers dem Boyle-Gay-Lussacschen Gesetze folgen würde, was anfangs wohl zu einem gewissen Grade gelten mag, so nimmt der Druck im selben Verhältnis wie die Konzentration, d. h. im Verhältnis 8:1 zu, falls die Temperatur konstant bleibt. Da nun der Druck thatsächlich auf den 16fachen Betrag gestiegen ist, muss, damit Gleichgewicht obwalten kann, die absolute Temperatur auf den doppelten Wert hinaufgehen. In dieser einfachen Weise beweist Newcomb in Anschluss an Lane, dass die Temperatur mit dem Drucke steigen muss. Später, wenn grössere Verdichtung eingetreten ist, werden bald die Abweichungen von dem Gasgesetz so gross werden, dass der Druck der Potenz 1,333 der Konzentration proportional zunimmt, wonach also die Temperatur zur Erhaltung des Gleichgewichts nicht mehr zu steigen braucht. Dann kommt aber die Bildung von stark kondensierten Molekeln, welche die steigende Abweichung von dem Gasgesetz kompensiert, sodass das Intervall, in welchem die Temperatur bei der Zusammenziehung wächst, sich noch weiter erstreckt, als es sonst thun sollte.

Auf diese Weise hat man erwiesen, dass die Sonne und die Sterne zufolge von Wärmeverlust sich in ihren älteren Entwickelungsstadien zusammengezogen und gleichzeitig ihre Temperatur erhöht haben. Umgekehrt, wenn eine Gasmasse von grosser Verdünnung, wie in den Nebeln,

Wärme von aussen aufnimmt und sich dabei ausdehnt, so muss ihre Temperatur sinken.

Man kann nun fragen, ob eine Gasmasse bei ihrer Zusammenziehung ohne äussere Wärmezufuhr sich so stark erwärmt, dass ihre Temperatur auf den doppelten Betrag oder mehr steigt, wenn der Druck im Verhältnis 1 : 16 zunimmt. Für diesen Fall gilt die Gleichung (T_1 und T_2, bezw. p_1 und p_2 seien Temperatur und Druck vor und nach der Zusammendrückung):

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Falls $\frac{k-1}{k}$, worin k das Verhältnis der specifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen, grösser als 0,25 ist, wird die Bedingung erfüllt. Dies trifft ein, wenn $k > 1{,}33$ ist. Diese Bedingung wird von den einatomigen Gasen, wie Metallgasen und Helium ($k = 1{,}67$) erfüllt. Auch die gewöhnlichen Gase, deren Moleküle aus zwei Atomen bestehen, wie Sauerstoff (O_2), Wasserstoff (H_2), Stickstoff (N_2) und Kohlenoxyd (CO) haben $k > 1{,}33$, indem ihr $k = 1{,}41$ beträgt. Die Nebel erfüllen demnach unzweifelhaft die Bedingung.

Wenn die Kontraktion sehr weit gegangen ist, nimmt die Beweglichkeit der Gasmolekeln in hohem Grade ab, sodass die reine Wärmeleitfähigkeit eine Rolle zu spielen anfängt, in welchem Fall der Wärmeverlust von der Sonnenoberfläche nicht durch die vom Innern zugeführte Wärme ersetzt werden kann, wonach offenbar eine starke Abkühlung der äusseren Teile und zuletzt die Bildung einer starren Kruste erfolgt.

Der Endzustand der aus den Nebeln entwickelten Himmelskörper ist demnach durch grosse Körper von unerhört hohem Druck und Temperatur in ihrem Innern charakterisiert, welche von einer festen schlechtleitenden Kruste umgeben und als beinahe absolute Behälter von Energie anzusehen sind. Zufolge der hohen Temperatur und des hohen Druckes in ihrem Innern sind die Atome darin zu Verbindungen von ungeheurem Energieinhalt bei ausserordentlich geringem Volumen zusammengeschlossen.

Diese Körper würden nun in unermesslichen Zeiten umeinander kreisen, wenn für die Stabilität des Universums ebensogut gesorgt wäre wie für diejenige des Sonnensystems. Dies ist nun aber nach der Meinung der einsichtsvollsten Astronomen nicht der Fall. Im Raum irren Sterne herum mit Geschwindigkeiten so gross, dass sie von keinem Himmelskörper der jetzt bekannten Dimensionen in feste Bahnen gelenkt werden

können. Arctur und 1830 Groombridge (vgl. S. 19) geben die auffallendsten Beispiele dieser eilenden Himmelskörper. Sie müssen die Gegenden des einen Sonnensystems nach dem anderen durchstreichen, bis sie in der Unendlichkeit der Zeit zuletzt gegen einen zweiten Weltkörper stossen. Wenn dieser ein Nebel ist, und der irrende Stern ihn nicht durchbricht, so entsteht ein neues Anziehungscentrum im Nebel. Ist dagegen der angetroffene Körper eine erloschene Sonne, so erfolgt eine ungeheure Explosion. Die hoch temperierten, energiereichen und stark kondensierten Verbindungen im Innern der Sonne kommen zum Teil unter geringere Drucke, sie explodieren unter ausserordentlich starker Wärmeentwickelung. Zu den Energieen der beiden Himmelskörper kommt diejenige des Stosses hinzu. Durch die Explosion werden die Trümmer der beiden Weltkörper wieder auseinandergestossen, sodass ihre Gase zufolge der verminderten Schwerkraft ausserordentlich diffuse Atmosphäre bilden, die dem Nebularzustande entsprechen. Ein neuer Nebel ist wieder gebildet und das Spiel kann von neuem anfangen. Zufolge der gewaltsamen Ausdehnung wird beinahe die ganze Energiemenge in potentielle Energie wieder verwandelt sein. Die Temperatur ist auf mässige Beträge gesunken und steht in den äussersten Schichten nicht viel über dem absoluten Nullpunkt.

Im allgemeinen wird der Stoss beim Zusammentreffen der beiden Himmelskörper nicht central, sondern schräg sein. Demzufolge wird der neugebildete Nebel von Anfang an eine Achsendrehung erhalten.

Viele Astronomen haben eine Extinktion zufolge dunkler Materie im Weltraum angenommen. Diese verlorene Licht- und Wärmemenge kommt schliesslich den Nebeln zu gute, teils durch ihre Absorption der Strahlung der Sonnen, teils durch Aufnehmen der einstürzenden geladenen Partikelchen. Alle von den Sonnen der Welt ausgestrahlte Energie wird schliesslich von diesen Nebeln aufgenommen, welche wegen ihrer niedrigen Temperatur keinen merklichen Teil davon durch Strahlung verlieren (sie strahlen übrigens gegeneinander). Die Energie wird in ihnen durch die Lockerung und Ausdehnung der äussersten Gasschichten aufgespeichert. Eventuell werden dabei Gasmolekeln von höherer mittlerer Bewegung in den Weltraum hinausgetrieben, wo sie den Wärmevorrat anderer Himmelskörper (Nebel) bereichern können.

Es ist also eine stete Wechselwirkung. Neue Nebel entstehen aus erloschenen Sonnen; vielleicht entspricht dieser Vorgang demjenigen, der in einigen Fällen beobachtet wurde, bei welchen neue (durch Zusammenstoss entstandene) Sterne nach kurzer Zeit verblassten und einem Gas-

nebel Platz liessen. Aus den Nebeln entstehen Sonnen, wobei die (strahlende) Energie und Materie, welche von anderen Sonnensystemen ins Bereich der Nebel gekommen sind, sich wieder konzentrieren. Dadurch entstehen heisse Sonnen, grosse Konzentrationen von Kraft und Materie, welche anfangs, unter Zunahme von Temperatur und Druck, durch Strahlung unerhörte Wärmemengen und etwas Materie verschleudern, welche in Nebeln angehäuft werden. Danach kühlen sie sich ab, erhalten später eine feste Kruste und gehen, wie die Sporen der Lebewesen, in einen Ruhezustand über, wo sie nur minimale Mengen Energie und so gut wie keine Materie verlieren. Zu neuem Kreislauf werden sie wieder erweckt, wenn sie mit einem anderen Weltkörper dieser Art zusammenstossen, wobei durch Explosion ein neuer Nebel entsteht.

Die Entwickelungszeit der Sonnen dürfte der kürzeste Abschnitt in dieser Entwickelungsgeschichte sein, der Ruhezustand des dunklen Himmelskörpers der längste und der Nebularzustand eine mittlere Länge einnehmen. Es wäre demnach zu vermuten, dass der grösste Teil der Materie sich in dunklen Himmelskörpern eingeschlossen befindet, die geringste in heissen Sonnen. Das grösste Volumen nehmen dagegen die Nebel ein, welche auch die niedrigste Temperatur besitzen. Die Oberflächentemperatur der dunklen Körper wird, falls sie nicht, wie die Planeten des Sonnensystems in der unmittelbaren Nähe eines mächtigen strahlenden Körpers sich befinden, nahezu auf die Temperatur der Körper, gegen welche sie strahlen, d. h. der Nebel, oder mit anderen Worten, auf den absoluten Nullpunkt sinken. Es wird demnach die mittlere Temperatur des Weltalls (unsere Sonne abgerechnet), mit welcher man bei Strahlungsversuchen zu rechnen hat, zum überaus überwiegenden Teil von den Nebeln (und den dunklen Weltkörpern) bestimmt werden, d. h. nur wenige Grade über dem absoluten Nullpunkt liegen, was nach Langleys Versuchen gänzlich der Erfahrung entspricht.

Die jetzt gewöhnlich angenommene Ansicht, welche von Helmholtz und besonders von Lord Kelvin entwickelt wurde, geht dahin, dass alle Sonnen ihre Energie in den unendlichen Weltraum hinausstrahlen, ohne dass diese Energie anderen Körpern, sondern nur dem Lichtäther zu gute kommt.

Diese Abkühlung der Sonnen sollte nach der genannten Ansicht in einem Zeitraum ablaufen, der mit den geologischen Zeitmaassen verglichen werden könnte. So z. B. sollte die Dauer unserer Sonne als lichtspendender Körper zu etwa 15 Millionen Jahren vor und 8 Millionen Jahren nach unserer Zeit beschränkt sein (vgl. S. 160). Etwas ähn-

liches würde für andere Sonnen gelten, wenn auch einige derselben, welche grösser als unsere Sonne sind, länger gedauert hätten. Dabei ist zu bemerken, dass eine Sonne, deren lineare Dimensionen zehnmal diejenigen unserer Sonne überträfen, die also 1000 mal grösser wäre, doch nur etwa zehnmal länger in jeder Phase aushielte, da die strahlende Oberfläche 100 mal, die Wärmekapacität 1000 mal grösser als entsprechende Eigenschaften bei unserer Sonne wären. Man kommt nach der erwähnten Auffassung zu dem Schluss, dass dem Weltsystem eine endliche Zeit zugemessen ist.

Eine solche Anschauung ist schwerlich mit unseren Begriffen über die Unzerstörbarkeit der Energie und der Materie in Einklang zu bringen. Auch wenn man die früher angenommene Zeit von etwa 20 Millionen Jahren, die jedem Sonnensystem zugemessen ist, auf Hunderte von Milliarden Jahren vergrössert, was unseren jetzigen Erfahrungen nicht widerspricht, so ist die Vorstellung von einem einmaligen Bestehen der Sonnen in einer messbaren Zeit wenig befriedigend. Diese Schwierigkeit wird durch die oben gemachte Annahme entfernt, dass die einmal erloschene Sonne nach einer ihre Strahlungsperiode vielleicht millionenmal überlegene Ruheperiode wieder durch Zusammenstoss zu einer neuen Periode von kräftiger Entwickelung, erst im Nebel-, dann im Sonnenzustande, zurückgebracht wird. Wenn nun dieser Prozess beliebig oft wiederholt werden könnte, so würde unser Verlangen nach einem Bestehen des Weltsystems in unabsehbaren Zeiträumen befriedigt sein.

Wie wir gesehen haben, verschlucken die Nebel die Strahlungsenergie der warmen Weltkörper und setzen dieselbe teilweise in potentielle Energie um. Ein bestimmter Bruchteil der einstrahlenden Energie muss aber, nach den Forderungen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie, als Wärmeenergie erhalten bleiben. Dieser Bruchteil kann aber beliebig klein sein, wenn nur die Temperatur des bestrahlten Körpers dem absoluten Nullpunkt beliebig nahe liegt. Nun besitzen die Nebel eine Temperatur, die sehr wenig von dem absoluten Nullpunkt entfernt ist. Es besteht kein Hindernis, diese Temperatur beliebig gering anzunehmen. Wir können folglich ohne Widerspruch mit unseren jetzigen Erfahrungen uns vorstellen, dass die oben geschilderte Wechselwirkung zwischen Nebeln und Sonnen sich unbegrenzt viele Male wiederholt.

Weiter als zu diesem Punkt zu kommen, in welchem es erwiesen wird, dass in erdenklichen Zeiten die Entwickelung der Welt möglicherweise unter ähnlichen Umständen geschieht, wie die jetzt vorherrschenden, kann man nicht hoffen. Denn eine wirklich unendliche Ausdehnung

der Zeit und des Raumes lässt sich nicht mit naturwissenschaftlichen Spekulationen fassen. Und so oft unsere Vorstellungen über den jetzigen Zustand sich ändern, müssen wir auch unsere Anschauungen über die Vergangenheit und die Zukunft modifizieren, sodass eine endgiltige Lösung der berührten Fragen unmöglich erscheint.

Es giebt eine andere Ansicht über die Art und Weise, in welcher die Himmelskörper sich gebildet haben. Wir haben schon früher gesehen, dass nicht unbedeutende Mengen von Meteorstaub auf die Erde herunterfallen. Dieser Umstand veranlasste einige Forscher zu der Hypothese, die ganze Erde und alle Himmelskörper seien aus Meteoriten aufgebaut. Wir haben aber eine entgegengesetzte Erfahrung. Die Kometenkörper sehen wir allmählich in Staub zerfallen. Aber nicht so sehr dieser Umstand, sondern derjenige, dass die genannte Bildungsweise das Vorkommen von allen möglichen Arten von Excentricitäten und Neigungen der Bahnen verlangt, zeigt, dass unser Planetensystem wohl nicht in dieser Weise entstanden sein kann.

Physik der Erde.

I. Gestalt, Masse und Bewegung der Erde.

Kugelform der Erde. In der ältesten Zeit stellten sich die Menschen die Erde als eine flache Scheibe vor, welche vom Himmelsgewölbe überdeckt wird. Schon früh machten die etwas kultivierten Völker die Erfahrung, dass diese Ansicht nicht stichhaltig sei, sondern dass vielmehr die Erde Kugelgestalt habe. In der antiken Welt war es die Schule der Pythagoräer, welche (um 500 v. Chr.) diese Lehre entwickelten. Diese Ansicht drang auch gänzlich in das Bewusstsein des Volkes ein, und Aristoteles gab drei Beweise für die Kugelform der Erde.

Im Mittelalter ging diese Einsicht gänzlich verloren, ein Anzeichen des Zurückgehens der Kultur. Die damaligen Philosophen, die Kirchenväter, fallen gänzlich auf die ursprüngliche naive Ansicht zurück. Jedoch veranlasste das Studium des hochgeschätzten Aristoteles, dass einige begabtere Geister die Lehre von der Kugelgestalt wieder aufnahmen. Andererseits wurde durch arabische Gelehrte diese Anschauung aufrecht erhalten, und bekanntlich veranlasste dieselbe Columbus zu seiner Reise, durch die er einen westlichen Weg nach Indien, ausser dem bekannten östlichen, zu entdecken suchte.

Als Beweis für die Kugelgestalt der Erde wurde angeführt, dass der Schatten der Erde auf dem Monde bei partiellen Mondfinsternissen von einem Kreisbogen eingeschlossen ist. Weiter beobachtete man, dass ein Schiff, welches sich auf einer Wasseroberfläche entfernt, immer mehr unter diese herunterzusinken scheint. Dies kommt daher, dass man von einer bestimmten Höhe über der Erdoberfläche (oder besser Meeresoberfläche, weil die Erdoberfläche immer und überall etwas uneben ist) nur einen Kreis von bestimmtem Radius überblicken kann. Dieser lässt sich leicht berechnen aus folgendem Satz, welcher der Geometrie ent-

nommen ist. Verlängern wir (Fig. 69) den Durchmesser BA eines Kreises bis zum Punkte D und ziehen von D eine Tangente DE an den Kreis, welchen sie im Punkte E berührt, so ist das Produkt $DB \times DA$ gleich dem Quadrat der Länge DE. Setzen wir $AC = BC = r$, $AD = h$ und $DE = t$, so wird:

$$h(h + 2r) = t^2,$$

oder für Höhen h, welche im Vergleich mit dem Erdradius (r) zu vernachlässigen sind:

$$t = \sqrt{2hr}.$$

t kann als der Halbmesser des von D aus überblickten Kreises angesehen werden, dieser wächst also der Quadratwurzel aus der Beobachtungshöhe proportional. Man findet für:

$h =$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100 m
$t =$	11,3	16,0	19,6	22,6	25,3	27,7	29,9	31,9	33,8	35,7 km.

Den besten Beweis für die Kugelform der Erde findet man aber in den Änderungen der Höhe von der Sonne und anderen Gestirnen, welche man bemerkt, wenn man sich in nord-südlicher Richtung, und die Änderung der Kulminationszeit der Sterne und Sonne, wenn man sich in ost-westlicher Richtung bewegt. Da zu der letzteren Beobachtung sicher gehende Uhren nötig sind, konnte sie in der antiken Welt in Ermangelung guter Zeitmesser nicht gemacht werden. Dagegen veranlasste die Änderung der Sonnenhöhe mit der geographischen Breite Eratosthenes (276—195 v. Chr.) die erste Gradmessung zur Bestimmung der Dimensionen der Erde vorzunehmen.

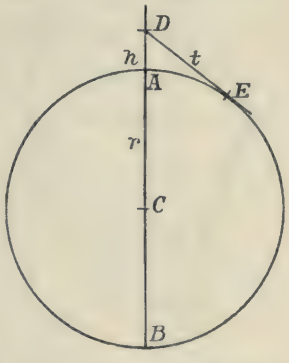


Fig. 69.

Die Gradmessungen. Eratosthenes ging von der Voraussetzung aus, dass die Stadt Alexandrien gerade nördlich von der Stadt Syene in Egypten liegt. Der Abstand war nach officiellen Angaben 5000 Stadien = 787,5 km. Von Syene (Z in Fig. 70) wurde auch angenommen, dass sie unter dem nördlichen Wendekreis liege, da es angegeben wurde, dass daselbst am längsten Tag die Sonne gerade im Zenith steht. Eratosthenes brauchte dann nur am selben Tage die Sonnenhöhe (φ) in Alexandrien (A) am Mittag zu bestimmen. Der Unterschied ($90 - \varphi$) zwischen den Sonnenhöhen in Z und A ist offenbar gleich

dem Winkel ACZ, welchen der Abstand AZ auf einem Meridiankreise der Erdoberfläche aufnimmt. Eratosthenes fand $\varphi = 82^0\,48'$. Nun muss der Erdumkreis (U) sich zu AZ verhalten wie 360 zu $(90 - \varphi)$. Man findet dies Verhältnis $360 : 7^0\,12' = 50$, woraus U gleich 250000 Stadien = 39375 km hervorgeht. Wie man sieht, ist die Abweichung vom richtigen Wert (40000 km) gar nicht so sehr bedeutend.

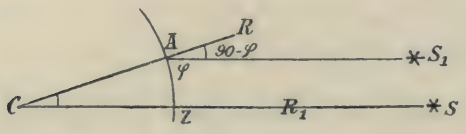


Fig. 70.

Einige solche Gradmessungen wurden von späteren Forschern im Altertum ausgeführt, eine weitere im Mittelalter auf Befehl des Khalifen Al Mamun. Die grösste Ungenauigkeit bei dieser alten Methode rührt von der Schwierigkeit her, den Abstand der zwei gerade in Nord und Süd voneinander belegenen Punkte durch direkte Ausmessung richtig zu bestimmen.

Um diesem Übelstande zu entgehen, schlug Snellius vor, man sollte diesen Abstand nicht direkt bestimmen, sondern eine andere Basis (AB Fig. 71), deren Länge bequem genau bestimmt werden konnte, ausmessen. Danach sollte man die Lage der Fixpunkte E, F, G, H, J, K und L durch Triangelmessung genau bestimmen, wonach die Lage der beiden gerade nord-südlich voneinander belegenen Punkte C und D ebenfalls in derselben Weise in ihrer Lage zu E und F, bezw. K und L bestimmt wurden. Der Abstand CD wurde gleich der Summe aller Projektionen $CF_1 + F_1G_1 + G_1J_1 + J_1K_1 + K_1D$ von CF, FG, GJ, JK und KD gesetzt, welche Projektionen in Bezug auf ihre Länge aus den ausgemessenen Winkeln genau bestimmt werden konnten. Die Basis AB braucht gar keine ausserordentliche Länge zu besitzen (einige Kilometer), um genaue Resultate zu gestatten.

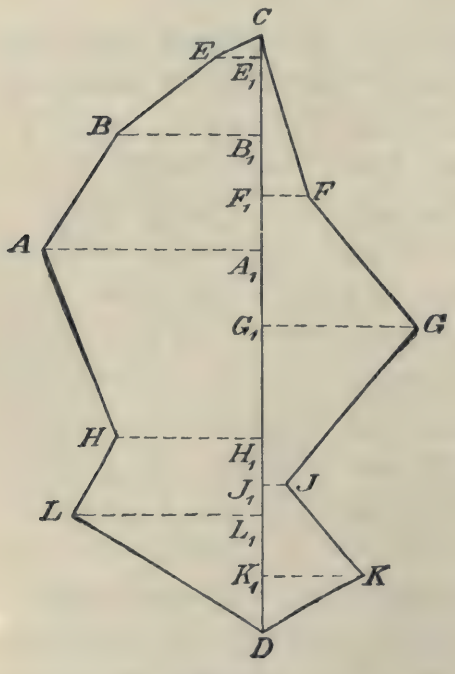


Fig. 71.

Es ist von der grössten Bedeutung, die Basis AB mit einer genügenden Genauigkeit auszumessen, sodass die Fehler in der Messung von CD zur Hauptsache von der Genauigkeit der Winkelmessungen ab-

hängt. Zur Bestimmung der Basislänge AB werden gewöhnlicherweise sehr solide Maassstäbe längs der Strecke aufgelegt, sodass ihre Enden einander berühren. Die Messung kann noch weiter in der Weise verfeinert werden, dass auf jedem Maassstab das eine Ende mit einem Mikroskop, das andere mit einer scharfen Querritze versehen ist. Durch Schraubenvorrichtungen wird der Maassstab, der gerade angelegt wird, so eingestellt, dass das Bild der Ritze auf das Haarkreuz des Mikroskopes fällt. Da die Länge der Stäbe in vorhin ermittelter Weise von der Temperatur abhängt, sind sie gegen Wärmezuleitung durch isolierende Mäntel und gegen Sonnenstrahlung durch Zeltdächer geschützt und zur Temperaturablesung mit eingesetzten Thermometern versehen.

In unkultivierten Ländern ist es häufig nicht möglich, die Basis auf der beschriebenen umständlichen Weise auszumessen. Man verwendet deshalb häufig in neuerer Zeit — z. B. an der 1900—1901 stattgefundenen Gradmessung auf Spitzbergen — Metalldrähte, die zwischen festen Stützen gespannt werden. An den Enden der Metalldrähte sind Federdynamometer angebracht, welche die Spannung im Draht angeben. Das Verhältnis zwischen der Entfernung der Stützen und der Länge des Drahtes bei gegebener Spannung und Temperatur ist durch Vorversuche bekannt. Zur Verminderung der Temperaturkorrektionen benutzt man Drähte aus Materialien (Nickel-Stahl-Legierungen), deren Wärmeausdehnung beinahe Null ist, und überzieht dieselben mit einer stark reflektierenden galvanisch ausgefällten Schicht (von Silber).

Man misst die Temperatur durch Vergleichung der Länge des Drahtes mit einem Draht aus anderem Metall, z. B. Stahl oder Messing, welcher mit dem Messdraht parallel aufgehängt ist. Dieser Draht ist mit demselben Stoff überzogen wie der Messdraht. Diese beiden Drähte zusammen bilden eine Art von Metallthermometer.

Man kann die Fehler bei der Bestimmung der Länge eines Gradbogens zu etwa 1 m (ein Hunderttausendstel) herabsetzen.

Zur Bestimmung der Entfernungen in Europa hat man diesen Weltteil mit einem Netz von Dreiecken überspannt, die sich zu an günstigen Plätzen gelegenen Basislinien anschliessen. Dieses Netz erstreckt sich von Hammerfest im nördlichsten Norwegen bis zu den südlichsten Punkten von Europa (35 Breitengrade), wo es an Punkte in Nordafrika angeschlossen ist. In west-östlicher Richtung erstreckt sich dieses Netz von Valentia in Irland bis nach Orsk im Gouvernement Orenburg (69 Längengrade). Man beabsichtigt, ähnliche Ausmessungen in Afrika vorzunehmen.

Die Gradmessungen sind immer von einer Präcisionsnivellierung begleitet, wodurch die vertikalen Entfernungen der betreffenden Triangelpunkte mit der grösstmöglichsten Genauigkeit bestimmt werden.

Snellius führte selbst eine Gradmessung nach seinen Prinzipien aus. Er fand den Meridianquadranten gleich 9665 km. Viel genauer war jedoch die Messung von Picard am Ende des 17. Jahrhunderts, wobei er zum erstenmal Fernrohre zur Messung von Winkeln benutzte. Er fand in dieser Weise den ganz guten Wert 10009 km für einen Meridianquadranten. Diese Bestimmung war insofern von grosser Bedeutung, als sie die Ausarbeitung von Newtons Gravitationstheorie ermöglichte.

Die Abplattung der Erde. Frühzeitig entstanden Zweifel, ob die Gestalt der Erde genau kugelförmig sei. Dies lässt sich durch Gradmessungen an verschiedenen Stellen der Erde entscheiden. Die Gradmessung giebt nämlich einen Wert des Krümmungshalbmessers an der betreffenden Stelle. Die Gradmessung von Cassini 1680 schien anzudeuten, dass die Krümmung der Erde am Pole die grösste sei. Wenn nun, wie thatsächlich, die Erde nahezu eine Umdrehungsellipsoide bildet, deren kürzester Durchmesser durch die zwei Pole geht, so muss der Krümmungsdurchmesser eines Meridianbogens oder die daraus berechnete Länge des Meridianquadranten vom Äquator zum Pole stetig zunehmen. Um dies festzustellen, wurden Kommissionen vom König Ludwig XV. in Frankreich abgesandt, welche zwei Gradmessungen ausführen sollten, die eine in Schweden (nahe am Pole), die andere in Peru (nahe am Äquator). Es zeigte sich, dass der Meridianquadrant nach den betreffenden Messungen folgende Werte erhielt:

Land	Beobachter	Polhöhe	Meridianquadrant
Peru	Bouguer, De la Condamine	$-1^0\,31'$	9952 km
Frankreich	Picard	$49^0\,13'$	10009 „
Schweden	Maupertuis	$66^0\,20'$	10075 „

Nach diesen Messungen hat also die Erde die Gestalt einer schwach abgeflachten Ellipsoide mit der kürzesten Achse durch die beiden Pole.

Solche Gradmessungen wurden nun in den verschiedenen Weltteilen ausgeführt. Diese Messungen gewannen noch mehr an Bedeutung, als die französische Regierung beschloss, die Länge des Erdmeridianquadranten als Grundlage des Maasssystems anzunehmen. Ein Ausschuss sollte die Länge des Meters, welcher als der zehnmillionste Teil des Meridianquadranten definiert wurde, feststellen. Nach neueren Be-

stimmungen soll der Meridianquadrant eine Länge von 10000856 des im Jahre 1790 festgesetzten Meters (des sogenannten Archivmeters) betragen.

Es entstand nun die Frage, ob nicht vielleicht die Erdellipsoide drei verschieden lange Achsen habe, seitdem Jacobi einen Beweis geliefert hatte, dass ein solches Ellipsoid in diesem Falle eine Gleichgewichtsfigur sein kann. Nach Messungen von Clarke sollte ein kleiner Unterschied der beiden Äquatorialachsen zum Belang von etwa 0,72 km vorkommen, während der Unterschied des Polarhalbmessers und des mittleren Äquatorialhalbmessers 21,33 km beträgt. Die Abplattung oder das Verhältnis dieser Differenz zum Äquatorialhalbmesser sollte demnach 1:299 betragen.

Man ist jetzt allgemein der Ansicht, dass die Erdellipsoide am einfachsten als eine Umdrehungsellipsoide mit einigen unregelmässigen Stellen angesehen werden kann. Die grössten Unebenheiten auf der Erdoberfläche, wie der Berg Gaurisankar (8840 m Höhe), erreichen nur den siebenhundertsten Teil des Erdhalbmessers, übersteigen aber 12 mal den eventuellen Unterschied zwischen den beiden Äquatorialhalbmessern.

Direkte Messung des Erdradius. Wenn man an zwei hochgelegenen Punkten, welche in grosser Entfernung, aber doch gegenseitig sichtbar, gelegen sind, die sehr nahe gleichen Winkel zwischen der Sichtlinie und den beiden Lotlinien bestimmt, so kann man mit Kenntnis des Abstandes zwischen den beiden Punkten die beiden anderen Seiten in dem Dreieck bestimmen, dessen Eckpunkte in den beiden Beobachtungspunkten und dem Erdmittelpunkte liegen. Auf diese Weise machte Oberst Klose Messungen zwischen dem Strassburger Münster und der Durlacher Warte, deren Entfernung voneinander 71,058 km beträgt. Die beiden Winkel waren 89° 48′ bezw. 89° 35′, woraus der Erdquadrant zu 10370 km berechnet wurde, in überraschend guter Annäherung an die Wahrheit. Bei dieser Methode spielt die atmosphärische Refraktion eine stark störende Rolle, weshalb dergleichen Messungen in keiner Weise mit den Gradmessungen konkurrieren können.

Erddrehung. Die Abplattung der Erde kann als eine Folge ihrer Drehung um eine durch die Pole gehende Rotationsachse erklärt werden. In der That sieht man, wie alle Gestirne in einem Sterntage sich rund um die Himmelsachse drehen, wenn man den Standpunkt des Beobachters als fest ansieht. Diese vom Anfang an einfachste Annahme wurde aber schon früh verlassen, indem man einsah, dass die Bewegung nur relativ ist. Es macht nämlich auf unsere Sinne denselben Eindruck, wenn

das Himmelsgewölbe sich an einem Tage von Ost nach West um eine Achse dreht, während die Erde still steht, wie wenn die Gestirne still stehen und die Erde in derselben Zeit in entgegengesetzter Richtung um die Achse rotiert. Da nun die Fixsterne auch nach alten Begriffen viel weiter von uns entfernt liegen wie Mond und Sonne, so muss man bei der Annahme, dass das Himmelsgewölbe sich dreht, eine ganz ausserordentlich grosse Geschwindigkeit annehmen, die viel unwahrscheinlicher vorfällt, als die zwar nach gewöhnlichen Begriffen ganz grosse Drehungsgeschwindigkeit der Erde um ihre Achse (465 m pr. Sek. für einen Punkt an der Meeresoberfläche am Erdäquator).

Die Achsendrehung der Erde war den denkenden Geistern der alten Zeit, wie Plato, 429—348 v. Chr., und seinen Schülern und besonders dem Aristarch aus Samos, um 265 v. Chr., nicht unbekannt. Die Kenntnis davon wurde aber im Mittelalter verloren und erst von Copernicus wieder als einer der Grundsteine seines Systems aufgenommen (1542).

Die Copernicanische Lehre wurde in der gehässigsten Weise von den kirchlichen Autoritäten unterdrückt. Copernicus selbst entging durch seinen Tod dem Märtyrertum, welches dafür Giordano Bruno und Galileo Galilei traf. Dass selbst sonst sehr klarsehende Männer die Lehren von Copernicus verliessen, sieht man aus dem Verhalten Tycho Brahes, welcher wieder die Erde in die Mitte der Welt einsetzte. Durch Galilei und Kepler wurde endlich die Copernicanische Ansicht zum Siege geführt.

Die oben genannte Abplattung der Erde gegen die Pole ist einer der Beweise für ihre Achsendrehung.

Man kann nun die Frage aufstellen, ob die Achsendrehung der Erde immer gleich schnell vorsichgegangen ist oder nicht. Um dies zu entscheiden, kann man die Länge des Tages nur mit anderen Perioden bestimmter Länge vergleichen, wozu die Zeit zwischen Finsternissen benutzt wurde. In dieser Weise glaubte Laplace den Schluss ziehen zu dürfen, dass seit 729 v. Chr. der Sterntag seine Länge nicht um $^1/_{100}$ Sekunde verändert hat.

Es giebt zwei Umstände, welche die Länge des Sterntages beeinflussen müssen, die bremsende Einwirkung der Gezeiten und der beschleunigende Einfluss der Zusammenziehung. Diese beiden Umstände scheinen einander ziemlich genau zu kompensieren. Einige astronomische Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass in einigen Zeitepochen,

wie 1769 - 1789 und 1840—1861 der Sterntag an Länge zugenommen, dagegen in den sechziger Jahren wieder abgenommen habe.

Die Centrifugalkraft an der Erdoberfläche. Diese rotierende Bewegung verursacht, dass ein schwerer Körper am Äquator weniger als am Pole wiegt, indem ein Teil der Anziehung dazu verbraucht wird, dem Körper die Krümmung seiner Bahn zu geben, d. h. zu verhindern, dass er in den leeren Raum hinausfliegt. Diese Kraft K ist nach den Ableitungen der Mechanik ausgedrückt durch die Formel:

$$K = \frac{mv^2}{r} = m \cdot \frac{4\pi^2 r}{T^2},$$

worin r die Länge des Krümmungsradius der Bahn in Centimetern (hier den Abstand des Körpers zur Drehungsachse), m die Masse, v die Geschwindigkeit, T die Umdrehungszeit des Körpers (hier die Länge des Sterntages in Sekunden) und π die Zahl 3,14159 bedeuten. Wenn φ die geographische Breite des Ortes und R die Länge des Erdradius darstellen, so ist in nebenstehender Figur (Fig. 72), die ein Viertel des Erddurchschnittes darstellt, O der Mittelpunkt, OA der Äquatorialhalbmesser, $DOA = \varphi$, $DE = K$, $CD = r$ und man findet:

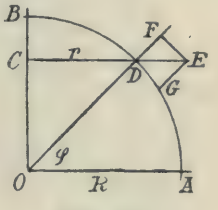


Fig. 72.

$$r = R \cos \varphi.$$

Weiter kann man die Kraft $K = DE$ in zwei Teile zerlegen, von welchen der eine DF in Richtung der Schwere geht, der andere dazu senkrecht, es ist dann:

$$DF = DE \cos \varphi = m \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot R \cos^2 \varphi.$$

Dies ist der Ausdruck des Anteiles der Centrifugalkraft, welcher die Schwere vermindert. Für die Masseneinheit ($m = 1$) beträgt sie 3,39 cm/sek.^{2} am Äquator ($\cos \varphi = 1$). Da nun die Beschleunigung der Schwere am Äquator nach den neuesten Messungen 978,125 cm/sek.^{2} beträgt, so würde die Schwere eines Körpers am Äquator zufolge der Centrifugalkraft um $^1/_{289}$ geringer sein als am Pole.

Wenn nun die Erde flüssig wäre und sich um ihre Achse drehte, so würde sie zufolge der Centrifugalkraft, wie schon Newton einsah, die Form eines Umdrehungsellipsoïdes annehmen. Newton dachte sich dies folgendermaassen: Es sei die Erde fest und zwei Bohrlöcher

A und B von 1 cm^2 Querschnitt (Fig. 73) längs eines polaren und eines äquatorialen Halbmessers hineingetrieben. Es sei Wasser in die beiden Bohrlöcher gefüllt. Wenn die Erde sich nicht um ihre Achse drehte, so würde natürlicherweise das Wasser in den beiden im Erdmittelpunkt O kommunizierenden Röhren OA und OB (B am Pole) gleich hoch stehen.

Durch die Schwungkraft wird aber eine Flüssigkeitsschicht von 1 cm Dicke (und 1 cm^2 Durchschnitt) bei A um $^1/_{289}$ leichter als bei B ($OA = OB$). In einem Punkte a, der n mal näher dem Erdmittelpunkte als A liegt, wird die Centrifugalkraft n mal geringer sein als in A. In demselben Verhältnis nimmt aber auch, wie Newton zeigte (wenn die Dichte der Erde überall gleich ist, vgl. unten), die Schwere von einem cm^3 Wasser ab. Es ist also eine bei a befindliche 1 cm dicke Schicht um $^1/_{289}$ leichter, als eine ebenso weit von O belegene gleiche Schicht bei b. Die ganze Wassersäule OA wird also um $^1/_{289}$ leichter als die Wassersäule OB. Um diesem Unterschied entgegenzuwirken und Gleichgewicht herzustellen, muss man dann jedes Element von 289 cm Länge in OA mit einem von 290 cm Länge in OB ersetzen oder auf OA eine Schicht giessen, die $^1/_{289}$ der Höhe von OA besitzt.

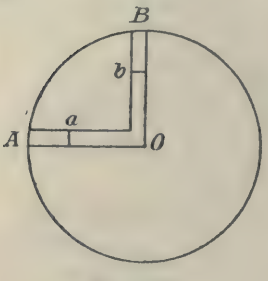


Fig. 73.

In der That stimmt diese Ableitung sehr gut mit den Resultaten der Gradmessungen. Die Übereinstimmung ist aber zufällig, weil die Entfernungen von O der einander kompensierenden Elemente in OA und OB nicht gleich gross sind. Zwar sollte nach Clairaut die Abplattung 1,25 mal grösser sein, als das Verhältnis der Centrifugalkraft am Äquator zur Schwere am Pole, woraus der Wert $^1/_{231}$ hervorgeht. Diese Berechnung ist aber unter Voraussetzungen gemacht, die sicherlich nicht erfüllt sind.

Veränderung der Schwere nach dem Beobachtungsort. Pendelmessungen. Um die Ungleichheit der Schwere an verschiedenen Stellen zu messen, hat man verschiedene Apparate konstruiert. Der einfachste ist das Pendel. Nach dem Pendelgesetze sind die Schwingungszeit t, die Länge l des Pendels, sein halber Schwingungswinkel φ und die Beschleunigung g der Schwerkraft durch die Beziehung:

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} (1 + \tfrac{1}{4} \sin^2 \varphi + \ldots.)$$

verbunden. Aus dieser Formel kann man g berechnen, wenn man t und l kennt. Will man nun die örtlichen Veränderungen der Schwerkraft g kennen lernen, so braucht man nur an den verschiedenen Örtlichkeiten t zu bestimmen. l hält sich nämlich für dasselbe Pendel konstant, insofern die Temperatur sich nicht verändert. Man darf auch nur kleine Schwingungsbogen (2φ) verwenden, sonst ist auf der rechten Seite auf die in Klammer gesetzte Reihe Rücksicht zu nehmen. Die Änderung der Länge l mit der Temperatur wird in einem festen Observatorium ein für allemal festgestellt. Die Temperatur des Pendels in einem bestimmten Zeitmoment wird danach an einem in das Pendel eingesenkten Thermometer abgelesen. Etwas Einfluss auf die Schwingungsdauer hat auch der Luftdruck, weshalb man astronomische Uhren in Pendelkasten, die bis zu einem bestimmten geringen Luftdruck ausgepumpt sind, einsetzt.

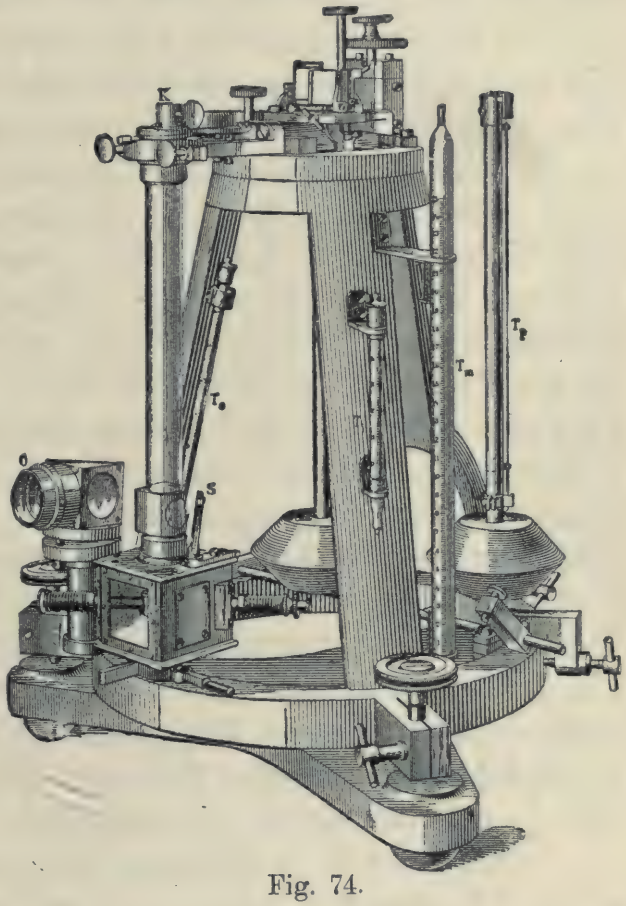


Fig. 74.

In den meisten Ländern benutzt man zu der geodetischen Ausmessung das Pendel v. Sternecks (Fig. 74). Die Linse dieses Pendels besteht aus einem aus zwei abgestumpften Kegeln zusammengesetzten schweren Stück, welches an der massiven cylindrischen Pendelstange befestigt ist. Diese ist an zwei Achatschneiden über einer mit eingelegten Achatplatten versehenen Messingplatte, die auch eine Wasserwage trägt, aufgehängt. Von der Messingplatte gehen drei solide Stativfüsse mit Stellschrauben aus. Zum Schutz gegen Luftströmungen ist der ganze Apparat unter einen Kasten gestellt. Die Pendelstange ist arretiert, solange Beobachtungen nicht angestellt werden. Die Ausschläge werden sehr gering genommen, nur einige Minuten gross, sodass die Schwingungen als vollkommen isochron betrachtet werden können. Die Grösse des an-

fänglichen Ausschlages kann nach Belieben mit Hilfe einer eigens dazu eingerichteten Anordnung genommen werden. Zur Beobachtung dienen ein Lichtspalt, Fernrohr mit Fadenkreuz und ein an den Aufhängeschneiden befestigter Spiegel. Das Bild des Lichtspaltes, worauf das Fernrohr eingestellt ist, passiert dann zweimal während jeder Schwingung an dem horizontalen Faden des Fadenkreuzes vorbei.

Um die Schwingungszeit ganz genau festzustellen, verwendet man die sogenannte Methode der Koïnzidenzen. In diesem speziellen Fall lässt man den Anker eines Elektromagneten durch Verbindung mit einem unter dem Pendel einer Sekundenuhr befindlichen Kontakt Sekunden schlagen. Der Anker ist mit einem Schirme verbunden, welcher eine feine horizontale Spalte trägt. Einmal pro Sekunde liegt diese Spalte in gerader Linie zwischen Lichtquelle und der einen Hälfte der vorhin genannten Spalte. In diesem Augenblicke blitzt eine Lichtlinie in der einen Hälfte des Gesichtsfeldes auf. Wenn nun auch das Sternecksche Pendel eine Schwingungszeit von genau einer Sekunde besässe, so würde diese Lichtlinie immer an derselben Stelle im Fernrohr erscheinen, findet ein (geringer) Unterschied zwischen den beiden Schwingungszeiten statt, so verschiebt sich die Lichtlinie (langsam). Man bestimmt die Zeiten, in welchen die aufblitzende Lichtlinie gerade mit dem Fadenkreuz zusammenfällt. Schwingt dann das Pendel langsamer wie das Sekundenpendel und sind n Sekunden zwischen zwei solchen nach einander folgenden Koïncidenzen verstrichen, so hat das Pendel $n-1$ Schwingungen in n Sekunden vollführt. Auf diese Weise lässt sich die Schwingungszeit ausserordentlich scharf ausmessen.

Ähnlich sind die Verhältnisse, wenn das Sternecksche Pendel, wie gewöhnlich, ungefähr doppelt so schnell schwingt, wie das Sekundenpendel der Komparationsuhr, welche in einer Sternwarte aufgestellt und durch elektrische Leitung mit dem Beobachtungsort verbunden ist.

Früher benutzte man vielfach das sogenannte Reversionspendel. Dieses besitzt zwei Schneiden, wovon die eine beweglich ist. Durch Verschiebung derselben bewirkt man, dass die Schwingungszeit sich nicht verändert, wenn man das Pendel um die eine Schneide statt um die andere schwingen lässt. Es wird in der Mechanik bewiesen, dass die Pendellänge, welche in die obenstehende Formel in diesem Falle einzuführen ist, gleich der Entfernung zwischen den beiden Schneiden zu setzen ist.

Die beiden Schneiden korrespondieren miteinander, sodass die eine das sogenannte Schwingungscentrum zu der anderen als Aufhängeachse

ausmacht. Wenn nun die beiden Schneiden unsymmetrisch zum Schwerpunkt des Pendels liegen, so übt der Luftwiderstand einen verschieden verzögernden Einfluss, jenachdem die eine oder die andere Schneide als Aufhängeachse benutzt wird. Rückt man nun die eine vom Schwerpunkt ferner liegende Schneide näher zu diesem Punkt, so muss man die andere Schneide von demselben Punkt entfernen, damit die Korrespondenz bestehen bleibt. Zuletzt kann man erreichen, dass die beiden Schneiden gleich weit vom Schwerpunkt liegen. Bessel zeigte, dass ein solches Pendel, das vollkommen symmetrisch ist, nicht nur den Vorteil bietet, dass der Luftwiderstand bei Schwingungen um die beiden Achsen gleich ist, sondern ausserdem viele andere, indem verschiedene Fehler bei der Messung leicht entfernt werden können. Eine Fehlerquelle, die darauf beruht, dass die Aufhängungsvorrichtung des Pendels in Mitschwingungen gerät, kann durch Verwendung von zwei Pendeln von gleichem Gewicht aber verchiedener Länge und deren Schwerpunkte in ähnlicher Lage zu den beiden Schneiden sich befinden, eliminiert werden.

Die Reversionspendel, welche von Defforges verwendet werden, schlagen etwa dreiviertel Sekunden. Die beiden Schneiden aus Stahl sind unverrückbar an der Pendelstange befestigt. Durch Einschrauben einer Silbermasse an das eine oder das andere Ende des Pendels kann der Schwerpunkt verschoben und damit die Schwingungszeit verändert werden, ohne dass die Symmetrie verloren geht. Dieses Pendel beweist seine Unveränderlichkeit dadurch, dass die beiden Schwingungszeiten in den beiden Fällen in einem unveränderlichen Verhältnis stehen. Bei den Sterneckschen Pendelversuchen werden mehrere Pendel zur Untersuchung mitgenommen, um wahrscheinlich zu machen, dass die einzelnen keine Veränderung erlitten haben.

Jedenfalls ist die Bestimmung der Änderung der Schwerkraft mit Hilfe von Pendelmessungen eine sehr schwierige Aufgabe, welche nur sehr geübten und mit guten Hilfsmitteln versehenen Beobachtern gelingt. Man hat sich deshalb sehr bestrebt, die Pendelmessungen durch andere zu ersetzen, wovon die wichtigsten unten erwähnt werden; jedoch, wie es scheint, bisher mit zweifelhaftem Erfolg.

Das Bathometer von W. Siemens. Die Veränderung der Schwere kann man mit Hilfe einer Federwage messend verfolgen. Eine gewöhnliche Wage kann diesen Dienst nicht leisten, weil die Gewichtsstücke ihre Schwere im selben Verhältnis ändern, wie der zu wägende Körper. Dagegen ist dies nicht mit den elastischen Kräften der Feder-

wage, welche der Schwere des zu wägenden Körpers Gleichgewicht halten soll, der Fall. Auf das Prinzip der Federwage ist die Konstruktion des Bathometers (Tiefenmessers) von Siemens begründet (Fig. 75). Es besteht aus einer langen vertikalen Stahlröhre (t), welche unten in einer grossen Stahldose (D) endet, deren Boden mit einem Wellenblech (W) aus Stahl geschlossen ist. Nimmt nun die Schwere zu, so wird durch den vergrösserten Druck des Quecksilbers das Wellenblech stärker hinuntergepresst wie vorhin. Demzufolge sinkt das Quecksilber in der Röhre t. Damit dieses Sinken nicht den Druck allzusehr vermindere und den Apparat unempfindlich mache, endet die Stahlröhre t auch oben in einer weiten flachen Quecksilberdose (D_1). Über das Quecksilber ist Öl geschichtet, welches seine freie Oberfläche in einem langen engen, an der Quecksilberdose befestigten mit ihr kommunizierendem, Rohr (S) besitzt. An einer nebenliegenden Skala wird die Lage des Ölmeniskus und damit die Schwerkraft gemessen.

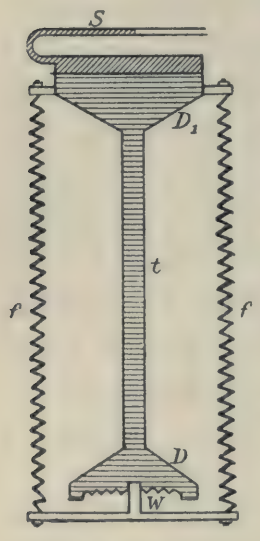


Fig. 75.

Das Instrument ist in einer Cardanischen Aufhängung montiert und muss auf genau konstanter Temperatur gehalten werden. In einigen Konstruktionen ist der Ausschlag des Instrumentes ziemlich von der Temperatur unabhängig, indem die scheinbare Zunahme des Druckes, welche von der Wärmeausdehnung des Quecksilbers und des Öls herrührt, durch die Verlängerung einiger den Wellenboden tragenden Federn (ff) nahezu kompensiert wird. Leider giebt diese Methode nicht die erwünschte Genauigkeit.

Das Gasvolumeter von Issel. Anstatt Federkraft kann man die Elasticität eines Gases zur Messung der Schwere benutzen. Mascart konstruierte ein U-förmiges Glasrohr, dessen einer Schenkel V (Fig. 76) eine abgesperrte Gasmasse, dessen anderer H Quecksilber enthielt, welches oben in einer horizontalen Kapillare R endete. Bei Zunahme der Schwere wird das Gas (einige benutzen anstatt dessen flüssige schweflige Säure, welche stark kompressibel ist) in V zusammengepresst und der Quecksilbermeniskus in R verschiebt sich nach links. Der Apparat ist gegen Änderungen des Luftdruckes und der Temperatur sehr empfindlich, weshalb Issel eine abgesperrte Gasmasse vom selben Stoff wie der in V befindliche und vom selben Volumen in dem an R luftdicht befestigten

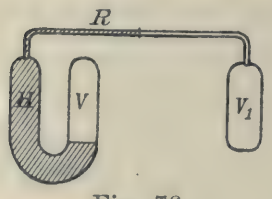


Fig. 76.

Rohre V_1 zur Kompensation einlegte. Wenn die Schwere sich nicht ändert, bleibt der Quecksilbermeniskus vom Luftdruck unabhängig. Obgleich der Einfluss der Temperatur in diesem Falle stark reduziert ist, muss man sehr genau darauf achtgeben, dass die Temperatur in V und V_1 gleich ist. Eine Differenz von 0,01° C. führt einen Fehler von einem Dreissigtausendstel mit sich.

Die Methode von Mohn. Diese Methode beruht darauf, dass man mit einem sehr empfindlichen Thermometer durch eine Siedepunktsbestimmung den wirklichen Luftdruck ermitteln kann (das Instrument wird sonst zu Höhenmessungen benutzt und deshalb Hypsometer genannt). Diese Luftdruckmessung, die auf etwa 0,03 mm (0,001° C. entsprechend) genau gemacht werden kann, braucht nicht wegen der Schwere korrigiert zu werden. Gleichzeitig liest man ein genaues Quecksilberbarometer ab. Der von diesem angegebene Druck soll mit dem am Hypsometer abgelesenen gleich sein. Beim Barometer muss zur Berechnung des Druckes ein Korrektionsfaktor angewandt werden, welcher das Verhältnis der Schwere am Beobachtungspunkt zu derjenigen an der Meeresoberfläche bei 45° Breite angiebt. Auf diese Weise kann man die Intensität der Schwere auf etwa ein Zwanzigtausendstel genau ermitteln.

Bestimmungen der absoluten Masse der Erde. Das Horizontalpendel. An einer schweren Stange PQP_1 (Fig. 77) sind an zwei Stellen P und Q Aufhängefäden befestigt, welche von den Punkten A und B gespannt sind. Der Schwerpunkt T der Stange PP_1 möge rechts von Q liegen, so wird der schwere Körper PP_1 sich so einstellen, dass sein Schwerpunkt so tief wie möglich liegt, welches eintrifft, wenn P und Q in der selben Ebene wie A und B und der von A gegen die Horizontalebene HH_1 gefällten Lotlinie AL liegt. Es entspricht dies der sogenannten bifilaren Aufhängung, bei welcher ein schwerer Körper mittelst zwei Fäden aufgehängt ist, in welchem Falle Gleichgewicht dann herrscht, wenn die beiden Aufhängefäden in derselben Ebene liegen.

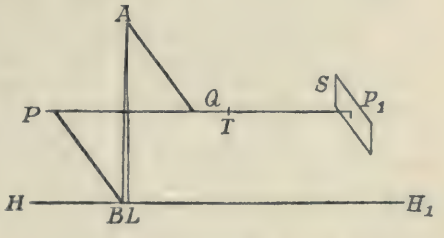


Fig. 77.

Die Empfindlichkeit ist um so grösser, d. h. die Kraft, mit welcher das Pendel zu der Gleichgewichtslage zurückgeführt wird, nachdem es daraus verschoben worden ist, fällt um so geringer aus, je näher die Punkte B und L aneinander liegen, je geringer der Abstand PQ und

die Entfernung QT genommen sind, sowie je geringer das Gewicht der Pendelstange ist. Durch Justierschrauben und Verschiebungen von kleinen Justiergewichten auf der Stange PP_1 kann man die Empfindlichkeit beinahe beliebig weit steigern. Die Torsion in den Aufhängefäden erlaubt aber nicht, eine gewisse Grenze zu überschreiten. Der Ausschlag wird an einer Skala S, gewöhnlich mit Hilfe von Spiegel und Fernrohr, abgelesen. Die Verwendung ist ähnlich derjenigen der Drehwage.

Die Drehwage ist viel einfacher wie das Horizontalpendel und giebt bessere Resultate. Im Instrumente von Cavendish (Fig. 78) sind zwei Bleikugeln a und b von 5 cm Durchmesser an den beiden Enden einer leichten (180 cm langen) Stange aufgehängt. Die Stange selbst hing an einem 100 cm langen Silberdrahte, der bei c befestigt war, von einer Stütze herab. An a und b konnten zwei grosse Bleikugeln A und B (Durchmesser 30 cm) von der Seite genähert werden. Befanden sich diese in A_1 und B_1, so zogen sie a und b an, dass die Aufhängestange, von oben gesehen (wie in der Figur), sich wie ein Uhrzeiger drehte. Der Drehungswinkel zwischen der neuen und der alten Gleichgewichtslage wurde mit Hilfe von zwei Skalen bei a und b gegenüber Marken an den Kugeln a und b bestimmt. Zur Verbesserung der Resultate wurden A und B nach A_2 und B_2 hinübergeführt und eine andere Gleichgewichtslage bestimmt. Durch besondere Bestimmungen des Trägheitsmomentes und der Schwingungszeit konnte Cavendish die Kraft ausmessen, welche einem bestimmten Drehungswinkel entspricht, welche beiden Grössen einander proportional sind. Die stärksten Störungen bei dieser Methode rührten, wie Cavendish fand, von den Luftströmungen her, welche in dem relativ grossen Holzkasten entstanden, welcher die Stange umgab. Um diesen zu entgehen, hat man bei neueren Bestimmungen teils die Dimensionen des Apparates vermindert, teils auch die Luft entfernt.

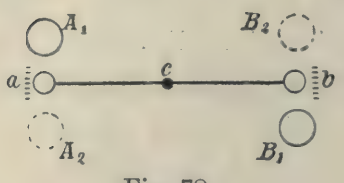


Fig. 78.

Diese ausgezeichnete Methode, die Schwere der Erde mit derjenigen einer Bleikugel zu vergleichen, gab in den Händen von Cavendish (1798) den sehr guten Wert der mittleren Dichte der Erde 5,45. Baily fand später in derselben Weise 5,67 (1841). Reich führte die Winkelmessung mit Hilfe von Spiegel und Skala aus. Er fand Werte zwischen 5,49 (1837) und 5,58 (1852). Cornu und Baille ersetzten (1870) die Bleikugeln A und B durch Glasreservoire, in welche Quecksilber hinaufgepresst werden

konnte. In dieser Weise konnten die starken Erschütterungen, welche bei der Bewegung der grossen Bleikugeln erfolgten, vermieden werden. Die Dimensionen des Apparates waren etwa ein Viertel von den früher benutzten. Sie fanden 5,50 bis 5,56.

Boys verfeinerte die Methode durch Verwendung von Quarzfäden an Stelle der Aufhängedrähte. Er reduzierte auch stark die Dimensionen des Apparates. Die Aufhängestange war nur 2,3 cm lang, die Kugeln a und b wogen je 1,3 bis 4 g, die Kugeln A und B je 7,4 kg. Er fand (1895) den Wert 5,527. Am genauesten sind wohl die gleichzeitigen Messungen von Pater Braun, welcher die Aufhängestange in nahezu luftleerem Raume aufhing. Die kleinen Kugeln a und b, welche auf einer leichten Aluminiumstange in 24,6 cm gegenseitiger Entfernung befestigt waren, wogen je 54 g, die grossen, A und B, waren mit Quecksilber gefüllte Hohlkugeln aus Gusseisen vom Totalgewicht 9,15 kg. Er fand 5,5271, wonach das Gewicht der Erde $5{,}985.10^{24}$ kg betragen sollte.

Die Gravitationskonstante k in der Newtonschen Formel (S. 81) erhält, wenn $\triangle = 5{,}527$ gesetzt wird, den Wert

$$k = 6{,}67 \cdot 10^{-8} \text{ c. g. s.}$$

In ähnlicher Weise fand Eötvös mit einer Drehwage, die unten beschrieben ist, die Dichte $\triangle$ der Erde gleich 5,55.

Wägungsmethoden sind in letzter Zeit sehr viel verwendet worden. Jolly belastete (1880) die zwei Schalen einer Präcisionswage mit je 5 kg und brachte eine grosse Bleikugel von 50 cm Durchmesser und 5775 kg Gewicht unter der einen Schale an, welche an 20—25 m langen Drähten aufgehängt war. Es entstand dadurch eine Gewichtsvermehrung von 0,589 mg. Jolly fand die Zahl $\triangle = 5{,}7$. Dieselbe Methode mit einigen Verfeinerungen gab (1891) Poynting die Zahl $\triangle = 5{,}49$.

In neuerer Zeit ist eine Messung nach dieser Methode von König, Richarz und Krigar-Menzel in Spandau ausgeführt worden. Sie stellten eine Präcisionswage über einen aus ziegelförmigen Stücken zusammengesetzten, 100000 kg wiegenden, Bleiklotz auf. Die Wage trug vier Schalen, zwei über, zwei unter dem Bleiklotze. Jede obere Schale war mit der einen, senkrecht unter ihr hängenden, durch Drähte verbunden. Zwei Massen von je 1 kg wurden auf eine obere und die nicht damit verbundene untere Schale gelegt. Danach wurden die Schalen gewechselt. Man fand so $\triangle = 5{,}505 \pm 0{,}009$.

Bei der Wägungsmethode wirken Luftströmungen sehr störend.

Wilsing benutzte ein Differentialpendel, d. h. ein Pendel, an dessen Stange sich zwei Linsen (kugelförmige) befinden, die eine oberhalb, die andere unterhalb der Aufhängungsschneide, sodass die Schwingungszeit sehr lang wird. Wilsing näherte (325 kg) schwere Eisencylinder einmal der oberen, ein anderes Mal der unteren Linse, und die neuen Schwingungszeiten wurden abgelesen. In anderen Versuchen maass er die neue Gleichgewichtslage, welche entstand, wenn schwere Körper zur Seite der Linsen aufgestellt wurden. Er fand $\triangle = 5{,}579$.

Die Methode der Pendelschwingungen wurde zuerst (1821) von Carlini ausgeführt. Er maass die Schwere an verschiedenen Höhen des Mont Cenis. Die Masse von Mont Cenis und diejenige der Erde beeinflussten die Schwere in verschiedener Weise an verschiedenen Stellen. Aus der Dichtigkeit des Berges berechnete er diejenige der Erde zu 4,39—4,95.

Die gleiche Methode wurde (1880) von Mendenhall an dem japanischen Berge Fusi-yama benutzt, dessen Gestalt sehr nahe einem Kegel entspricht und dessen Schwerenwirkung deshalb relativ sicher berechnet werden kann. Das Ergebnis war $\triangle = 5{,}77$.

In ähnlicher Weise fand Preston durch Messungen am Vulkanberge Habakala auf Hawai $\triangle = 5{,}13$ (1895).

Anstatt Pendelschwingungen kann man in diesem Falle die Änderung der Gleichgewichtslage des Pendels, d. h. die Lotabweichung messen. Die Methode wurde von Bouguer (1749) auf Chimborazo und nachher von Maskelyne am Berge Shehallien in Schottland (1775) angewandt. Durch Triangulation maass er die Entfernung zweier Punkte nördlich und südlich vom Berge. Daraus war es leicht, ihre Polhöhendifferenz zu berechnen. Diese wurde nun in gewöhnlicher Weise bestimmt und grösser gefunden. Dies rührt davon her, dass die Lotlinien nicht gegen den Mittelpunkt der Erde, sondern gegen einen zufolge der Wirkung des Berges höher liegenden Punkt gerichtet sind. Aus dem Unterschied der beobachteten Polhöhendistanz und der berechneten, sowie der Grösse und Dichte des Berges, lässt sich die Dichte der Erde berechnen. Maskelyne fand den Wert 4,7. In neuerer Zeit haben James und Clarke ähnliche Messungen am Berge Arthurs Seat bei Edinburgh ausgeführt (1856). Sie fanden $\triangle = 5{,}32$.

An diese Messungen erinnern stark diejenigen von Berget, welcher Wasser in einen Teich einfüllte oder abliess. Für die Messung verwendete er ein Instrument von Mascart (vgl. S. 246). Er fand $\triangle = 5{,}41$.

Messungen in Schachten. Newton erwies in folgender einfachen Weise, dass bei einer Messung unter der Erdoberfläche die über dem Beobachtungspunkte liegenden Schichten nicht auf die Schwere einwirken. Denken wir uns eine dünne Kugelschale (Fig. 79) zwischen zwei konzentrischen Kugelflächen eingeschlossen. Wir wollen beweisen, dass die Einwirkung dieser Kugelschale auf einen in ihr befindlichen schweren Punkt (O) Null ist. Nehmen wir ein kleines Stück AB auf der Oberfläche der Kugel und ziehen gerade Linien nach O von dem Rande der AB einschliessenden Kurve, so begrenzen diese durch eine ähnliche Kurve ein Stück CD auf der anderen Seite der Kugeloberfläche. Der Winkel, welchen die Flächenstücke AB und CD mit dem Radiusvektor aus O bilden, ist für beide gleich (α), nachdem eine beliebige Sehne AD den gleichen Winkel mit den beiden Seiten des durch sie gelegten grössten Kreises der Kugel bildet. Da nun AB als sehr klein vorausgesetzt wird, so kann dieser Winkel übrigens als für alle Sehnen gleich (α) angesehen werden. Die Volumina der beiden unter AB und CD belegenen Stücke der Kugelschalen verhalten sich wie ABd zu CDd, worin d die Dicke der Kugelschalen bedeutet. Da nun weiter AB und CD den gleichen Winkel mit dem Radiusvektor aus O einschliessen, so verhalten sich die Flächen AB zu CD, wie die Quadrate der Radiivektoren OA bezw. OD.

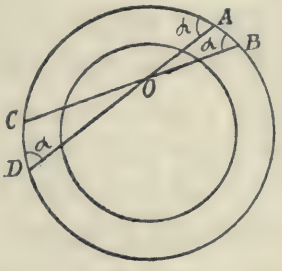


Fig. 79.

Die beiden Massen der Kugelschalenstücke verhalten sich demnach ebenso, und da die Schwerenwirkung der Masse direkt und dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist, so wird die anziehende Wirkung der beiden Stücke AB und CD gleich aber entgegengesetzt gerichtet. Mit anderen Worten, die beiden Anziehungen heben einander auf. In derselben Weise beweist man, dass alle Teile der Kugel, welche weiter entfernt von dem Mittelpunkt der Kugel liegen als der Punkt O, keine Schwerenwirkung in O ausüben.

Airy machte nun Pendelversuche in einem 300 m tiefen Schacht einer Kohlengrube zu Harton (1854), ebenso wie an der Tagöffnung dieses Schachtes. Er kam zu dem eigentümlich erscheinenden Resultat, dass die Schwere mit der Tiefe zunimmt. Man könnte nämlich nach Newtons Ableitung vermuten, dass, da das Volumen der einwirkenden Masse proportional der dritten Potenz der Entfernung von dem Erdmittelpunkte und die Schwerenwirkung der zweiten Potenz derselben Entfernung umgekehrt proportional ist, die ganze Wirkung, d. h. die Schwere dieser Entfernung

proportional wäre. Dies setzt aber voraus, dass die Dichte überall im Erdkörper gleich ist, was nicht zutrifft. Die mittlere Dichte der Erde beträgt nach den zuverlässigsten Messungen etwa 5,527, die Dichte an der Oberfläche (der verschiedenen Bergarten) wird zu etwa 2,6 an der festen Erdkruste und etwa 1,04 an der Oberfläche des Meeres geschätzt.

Diese Zunahme der Dichte mit der Tiefe bewirkt es, dass die Schwere anfangs nach unten zunimmt. Airy schätzte aus der Dichte der Kohlenlager, die oberhalb dem Beobachtungsorte lagen, die Dichte der Erde zu 6,56. Aus neueren Bestimmungen haben Haughton die Zahl 5,48, Schmidt 4,84 abgeleitet. Diese Methode giebt demnach sehr unsichere Resultate, wie man auch wegen der Schwierigkeit, die Dichte der oberhalb des Beobachtungspunktes liegenden Schichten zu schätzen, erwarten kann.

v. Sterneck hat dieselbe Methode in dem etwa 1000 m tiefen Schacht von Přibram benutzt, er fand $\triangle$ zwischen 5,71 und 5,81 (Mittel 5,77) wechselnd (1883). Ähnliche Messungen in den Schächten von Freiberg (1885) ergaben ihm mit der Tiefe stark ansteigende Werte von $\triangle$ zwischen 5,66 und 7,60. Dieser Umstand scheint die Anwesenheit einer sehr stark störenden Lokalwirkung (vgl. weiter unten) anzuzeigen. Diese störenden Einflüsse, welche man nie berechnen kann, machen alle Bestimmungen der Erddichte, welche durch Vergleichung mit der Dichte von Erdschichten erhalten wurden, in hohem Grade unsicher.

Die Zunahme der Schwere mit der Tiefe. Aus den erwähnten Messungen im Přibramer Schachte hat v. Sterneck geschlossen, dass die Schwere mit der Tiefe anfangs zunimmt, und zwar so, dass sie in einer Tiefe von 991 m 10,000885 mal grösser als an der Erdoberfläche ausfällt. Diese Zunahme dauert nur bis zu einer gewissen Tiefe, denn am Erdmittelpunkte ist die Schwere Null. Man schätzt, dass die Schwere ihr Maximum, das um etwa 5 Proz. den Wert an der Erdoberfläche übersteigen dürfte, in einer Entfernung von etwa 0,82 Erdradien vom Mittelpunkt der Erde erreicht.

Die hohe mittlere Dichte der Erde nötigt zur Annahme, dass das Erdinnere aus ganz anderen Bestandteilen als die Erdkruste (Silicate, Carbonate) besteht. Ein genügend hohes specifisches Gewicht besitzen nur wenige Verbindungen von relativ seltenen Elementen; Blei, Quecksilber und Jod sind darunter die gewöhnlichsten. Da diese nicht wohl in nennenswerter Menge im Erdinnern vorkommen können, wird man zu dem Schluss geführt, das Erdinnere bestehe hauptsächlich aus metalli-

schen Körpern, und zwar vorzugsweise Eisen und damit verwandten Metallen. Dafür spricht die grosse Rolle, welche das Eisen in kosmischen Beziehungen, z. B. der Zusammensetzung der Meteorite und der Sonne spielt. Weiter deuten die eruptiven Eisenmassen auf der grönländischen Disco-Insel und die erdmagnetischen Verhältnisse darauf hin. Das specifische Gewicht des Eisens ist 7,8 in festem, 6,6 in geschmolzenem Zustande. Der grössere Teil der Erde bestünde demnach aus Eisen (und verwandten Metallen), der kleinere aus den Materialien der Erdrinde.

Die mittlere Dichte der Erdkruste (vom Wasser abgesehen) wird zu etwa 2,6 geschätzt. Über die Dichte der tieferen Schichten ist sehr schwer etwas auszusagen, nur muss sie im Mittel bedeutend grösser sein, nachdem die mittlere Dichte der Erde 5,53 erreicht. Man hat Formeln gegeben, um die mittlere Dichte in einer bestimmten Tiefe zu berechnen. Diese sind natürlicherweise sehr hypothetisch, sie führen zu der Annahme, dass ebenso, wie die Dichte an der Oberfläche etwa halb so gross ist, wie die mittlere Dichte der Erde, so auch diese an ihrer Seite etwa halb so gross ist, wie die Dichte am Mittelpunkt der Erde.

Änderung der Schwere mit der Höhe. Jolly benutzte zu den betreffenden Messungen seine oben erwähnte Wage, deren Schalen in verschiedener Höhe lagen. Gewichte von 5 kg wurden auf die beiden Schalen gelegt und äquilibriert. Danach wurde das Gewicht auf der tieferen Schale hinaufgenommen und ganz nahe am Wagebalken angehängt. Der Höhenunterschied betrug etwa 21 m. Nach der Verschiebung musste man 32 mg mehr zum verschobenen Gewicht hinlegen, um wieder Gleichgewicht zu erhalten.

Wenn nun die Entfernungen von dem Mittelpunkt der Erde in den beiden Fällen R und $R+h$ sind, so müssen sich die Schweren desselben Körpers in den beiden Fällen verhalten wie:

$$\frac{G_1}{G} = \frac{R^2}{(R+h)^2} = 1 - \frac{2h}{R}.$$

Da nun G_1 das Gewicht an der Erdoberfläche (in der tieferen Lage) 5 kg $= 5.10^6$ mg beträgt, R (der Erdradius) 6370000 m und h 21 m lang sind, so wird $G = (5.10^6 - 33)$ mg. Das heisst, in der höheren Lage wiegt der 5 kg schwere Körper 33 mg weniger als in der tieferen Lage, was gut mit der Erfahrung übereinstimmt.

In einer Höhe von 3 km wird die Schwere um 0,1 Proz. geringer sein als an der Erdoberfläche, und sonst ist die Gewichtsabnahme der

Höhe sehr nahe proportional. Diese Abnahme gilt für frei in der Luft gelegene Punkte, wie Luftballons oder Türme etc.

Dagegen ist die Formel für eine Hochebene nicht giltig, weil daselbst die Wirkung der darunterliegenden Gebirgsmasse dazukommt.

Es sei h die Dicke einer solchen Gebirgsmasse (die Höhe über dem Meeresniveau). Man kann dann die Wirkung folgendermaassen berechnen (Fig. 80). Wie vorhin, wird es erwiesen, dass die Wirkung der Teile AB und CD einer Kugelschale (von gleichmässiger Dichte) auf einen ausserhalb der Kugelschale belegenen schweren Punkt gleich gross ist, wenn AB und CD von derselben konischen Fläche abgeschnitten werden, deren Spitze in O liegt. Die Wirkung der Kugelkalotte $MABM_1$ wird demnach ebenso gross sein wie diejenige der Kalotte $MCDM_1$. Wird nun O immer näher zur Oberfläche geschoben, so wirken schliesslich nur die in ihrer nächsten Nähe liegenden Teile des Gebirgsmassives, die weiter entfernten wirken nach horizontalen Linien, tragen also nichts zur vertikal gerichteten Schwere bei. Die Wirkung des Gebirgsmassives wird also gleich derjenigen der oberen Kalotte sein und halb so gross wie die Wirkung einer die ganze Erde umgebenden Hohlkugel von der Dicke h und derselben Dichte $\triangle'$, wie das Gebirgsmassiv. Die Masse (G) einer solchen Hohlkugel wäre aber $G_1 = {}^4/_3 \pi \{(R+h)^3 - R^3\} \triangle'$, diejenige (G_1) der Erde dagegen $G = {}^4/_3 \pi R^3 \triangle$, wenn $\triangle$ die mittlere Dichte ist. Da weiter die Wirkungen von Kugeln und Hohlkugeln gerade so ist, als wären ihre ganzen Massen in ihre Mittelpunkte verlegt, und diese für beide gemeinsam sind, so werden die Anziehungen der beiden Körper auf einen schweren Körper an der Oberfläche der Hohlkugel sich verhalten wie:

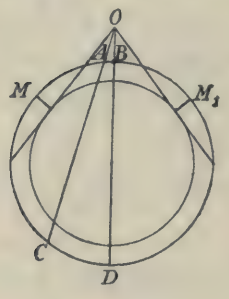


Fig. 80.

$$G_1 : G = \{(R+h)^3 - R^3\} \triangle' : R^3 \triangle = 1 + \frac{3h}{R} \frac{\triangle'}{\triangle}.$$

Da nun der Berg eine halb so grosse Einwirkung besitzt, wie die erwähnte Hohlkugel, so wird die Schwere G_2 auf dem Hochplateau in der Mereshöhe h sich zu derjenigen (G_o) an der Meeresoberfläche verhalten wie:

$$\frac{G_2}{G_o} = \left(1 - \frac{2h}{R}\right) \left(1 + \frac{3h}{2R} \frac{\triangle'}{\triangle}\right).$$

Da nun $\triangle'$ nahezu die Hälfte von $\triangle$ beträgt, so können wir schreiben:

$$\frac{G_2}{G_0} = \left(1 - \frac{2h}{R}\right)\left(1 + \frac{3}{4}\frac{h}{R}\right) = \left(1 - \frac{5}{4}\frac{h}{R}\right).$$

Der Ausdruck in der ersten Klammer bezieht sich auf die Verminderung der Schwere zufolge der Entfernung vom Erdmittelpunkte, derjenige in der zweiten Klammer auf die Zunahme der Schwere zufolge der Wirkung des Bergmassivs. Die Totalwirkung giebt, wie ersichtlich, eine Abnahme der Schwere mit steigender Höhe.

Die obenstehende Formel (von Bouguer) wird dazu benutzt, um Schwerenmessungen zur Meeresoberfläche zu reduzieren.

Aus der vorletzten Formel ersieht man, dass, wenn man eine sehr weitgehende Aushöhlung in der Erde unter dem Beobachtungspunkte zu einer Tiefe von 1000 m zustande brächte, die Schwere um $\triangle' : 235$ Prozent, oder wenn für die Oberflächenschicht $\triangle' = 2{,}6$ wäre, um $^1/_{90}$ Proz. abnehmen würde. Da die Schwere durch die Beschleunigung der Schwerkraft, $g = 980$ cm, gemessen wird, so entspricht eine Aushöhlung oder einem sogenannten Massendefekt von 1000 m einer Abnahme in g von 0,11 cm. Man kann auf diese Weise die Abweichung der gemessenen Schwere von einem berechneten Wert so ausdrücken, dass diese Abweichung einem Massendefekte oder einem Massenüberschusse von einer bestimmten Dicke entspricht.

Änderung der Schwere mit der geographischen Breite. Aus dem vorhin Gesagten fanden wir, dass zufolge der Achsenumdrehung der Erde die Schwerkraft am Pole diejenige am Äquator um $^1/_{290}$ übersteigt. Zu diesem durch die Centrifugalkraft verursachten Unterschied kommt noch einer, der davon herrührt, dass der Erdmittelpunkt weiter (6377,4 km) vom Äquator als von den Polen (6355,6 km) entfernt ist. Wenn die schwere Masse ebenso wirkte, wie wenn sie in den Mittelpunkt verlegt wäre, so würde der diesbezügliche Unterschied nicht weniger als $^1/_{147}$ betragen. Dieser Wert ist aber beinahe viermal zu gross; der Unterschied erreicht nach genauer Rechnung nur den Wert $^1/_{552}$. Danach wäre, falls g_{90} den Wert der Beschleunigung der Schwere am Pole darstellt, g_φ den entsprechenden Wert an der geographischen Breite φ bezeichnet:

$$g_\varphi = g_{90}\,(1 - \tfrac{1}{290}\cos^2\varphi)\;(1 - \tfrac{1}{552}\cos^2\varphi) = g_{90}\;(1 - \tfrac{1}{191}\cos^2\varphi).$$

Man kann nun, anstatt der Beschleunigung der Schwere g_φ, die Länge des Sekundenpendels d_φ angeben, welche nach der Pendelformel mit g_φ durch folgende Relation verknüpft ist:

$$l_\varphi = g_\varphi : \pi^2 = 0{,}10129\, g_\varphi .$$

Diese Länge haben verschiedene Forscher bestimmt, als Mittelzahl hat Broch daraus berechnet:

$$\frac{l_\varphi}{l_{45}} = \frac{g_\varphi}{g_{45}} = (1 - 0{,}00259 \cos 2\varphi)\ (1 - 196.10^{-9} h),$$

worin h die Höhe in Metern über die Meeresoberfläche bedeutet. In diese Formel wäre einzusetzen

$$g_{45} = 980{,}635 \text{ cm/sek.}^2 \quad l_{45} = 99{,}329 \text{ cm}.$$

Die Schwerkraft, bezogen auf diejenige bei 45° Breite wäre danach für:

	Seehöhe			Seehöhe	
Amsterdam . .	4 m	1,000483	London . . .	5,5 m	1,000582
Athen	120	0,999347	Lissabon . . .	95	0,999417
Batavia . . .	8	0,997468	Madrid . . .	663	0,999457
Berlin . . .	35	1,000664	Melbourne . .	30	0,999353
Bern	572	1,000064	München . . .	525	1,000181
Boston . . .	38	0,999753	Newyork . . .	56	0,999605
Breslau . . .	118	1,000526	Paris	64	1,000333
Brüssel . . .	19	1,000522	Pest	70	1,000211
Christiania . .	23	1,001284	Petersburg . .	20	1,001287
Dublin . . .	16	1,000745	Quebec . . .	70	1,000149
Edinburgh . .	71	1,000952	Rio de Janeiro	64	0,998182
Hamburg . .	7	1,000760	Rom	53	0,999710
Helsingfors . .	16	1,001305	Stockholm . .	20	1,001239
Kairo	29	0,998702	Warschau . .	110	1,000624
Konstantinopel	50	0,999630	Wien	150	1,000260
Kopenhagen .	10	1,000942	Zürich . . .	470	1,000123

Anstatt der letzten Formel auf S. 255 kann man ebenso gut schreiben:

$$g_\varphi = g_0\,(1 + \tfrac{1}{191}\sin^2\varphi) = g_{45}\,(1 - \tfrac{1}{382}\cos 2\varphi),$$

wenn g_0 die Schwere am Äquator g_{15} diejenige unter dem 45. Breitegrade darstellt.

Resultate der Schwerenmessungen. Schon durch Messungen der Lotabweichungen hatte man die Anziehung von grossen Gebirgsmassen konstatiert. Diese Anziehung macht sich überall in der Nähe von grösseren Gebirgsstöcken geltend. Sie kann, je nach der Lage der

Felsen, sowohl positiv wie negativ sein. Positiv wird die Abweichung genannt, wenn die am Ort beobachtete Breite grösser ist als die aus der geographischen Lage berechnete. Die Harzgegend zeigt recht grosse positive Lotabweichungen; so z. B. am Brocken $+9{,}44''$, in Ilsenburg $+11{,}11''$, dagegen südlicher gelegene Stellen negative, so z. B. bei Mühlhausen i. Th. $-4{,}00''$, bei Tettenborn $-4{,}84''$. Noch grössere Lotabweichungen kommen in der Schweiz und im Kaukasus vor, so z. B. zu Chaumont $17{,}80''$, in Wladikawkas, nördlich vom Kaukasusgebirge $35{,}8''$, in Duschet, südlich davon, $18{,}3''$.

Bisweilen können die Bergmassen nicht nur nicht anziehend, sondern sogar scheinbar abstossend wirken. Es sieht demnach so aus, als ob die Bergmassen nichts wiegen würden, sondern unter ihnen im Erdboden grosse Löcher befindlich wären. Man sagt dann, dass an der betreffenden Stelle ein Massendefekt sich vorfindet. Solche Defekte sind durch Lotabweichungen an mehreren Stellen konstatiert, wie in der Nähe von Moskau, an einigen Stellen im Kaukasus u. s. w.

Viel ergiebiger sind die Pendelmessungen gewesen, welche besonders in den Alpenländern ausgeführt sind. Man erhielt da grosse Abweichungen von den nach der Brochschen Formel berechneten Werten von g, und zwar meist negative, so z. B. bei Innsbruck $-0{,}121$ cm, was einem Massendefekte einer Rinde von der Dicke 1100 m und der Dichte 2,6 entspricht. Massenüberschüsse kommen dagegen in der norddeutschen und in der lombardisch-venetianischen Ebene vor. Andere Massendefekte sind für den Schwarzwald und die indischen Gebirgsgegenden nachgewiesen. Dagegen giebt die Beobachtung auf isolierten Inseln grössere Werte der Schwere als die berechneten.

Als Beispiel, wie die Abweichungen der Pendelschwingungszeiten von den für dieselbe Breite berechneten Werten, durch Annahme von Massendefekten oder Massenüberschüssen erläutert werden können, möge folgendes Profil (nach Galle) betreffs der Intensität der Schwere längs dem Meridian Schneekoppe-Kolberg reproduziert werden (Fig. 81 S. 261).

Der obere Teil giebt das Höhenprofil nach der beigegebenen Skala. Der untere Teil der Zeichnung stellt die Dicke der an der Erdoberfläche der betreffenden Stelle anzubringenden Schicht von der Dichte des vorhandenen Erdbodens, welche genügen würde, um die beobachtete Abweichung zu erklären. Wo Massenüberschüsse vorkommen, ist die Zeichnung schraffiert, wo Massendefekte anzunehmen sind, ist die Zeichnung weiss gelassen. Die Dicke wird durch die Entfernung zwischen den

zwei stark gezeichneten symmetrisch liegenden Linien und in derselben Skala wie das obere Profil wiedergegeben.

Wie wir oben gesehen haben, beschleunigt ein unterhalb des Beobachtungsortes gelegenes Bergmassiv die Schwingungen des Pendels. In entgegengesetzter Richtung wirkt die Abnahme der Schwere mit der Höhe. Zur Berechnung wegen dieser Umstände einzuführenden Korrektion (vgl. S. 254), ist die Formel von Bouguer gegeben. Mit Hilfe dieser Formel kann man die Beobachtungen wegen der Höhe über der Meeresoberfläche korrigieren, wie dies von den meisten Beobachtern gethan wurde. Einige wollen aber die Korrektion wegen der Einwirkung des Bergmassivs nicht einführen, nachdem mehrere auf diese Weise korrigierte Beobachtungen aus dem Himalaya sehr starke negative Anomalien aufwiesen, welche Anomalien teilweise oder gänzlich (z. B. für die 4700 m hohe Station More) verschwinden würden, wenn man die Wirkung des Bergmassives gleich Null setzen würde. Indessen hat diese Meinung nicht gesiegt. Helmert hat sogar die Beobachtungen auf eine Niveaufläche 21 km unter der Meeresoberfläche (der sogenannten Kondensationsfläche) zurückgeführt.

Um die genannten Abweichungen, sowohl die Massendefekte wie die zu grosse Schwere auf Inseln, zu erklären, hat man mehrere Hypothesen aufgestellt, von denen jedoch bisher keine allgemeine Anerkennung gefunden hat. Die Massendefekte der Gebirgsketten sollten z. B. davon herrühren, dass ihr Baumaterial leichter wäre als das flüssige Erdinnere und dass sie, ungefähr wie Eisberge im Meere, auf dem flüssigen Erdinnern schwimmen würden, worin ihr Unterteil tief hineinragen sollte. Diese Anschauung lässt sich schwer zur Erklärung der positiven Abweichung auf oceanischen Inseln verwenden. Vielmehr hat Faye zur Erklärung derselben die Hypothese aufgestellt, dass die Erdkruste unter dem Meeresboden viel dicker ist als unter dem Festland. Dazu sollte die niedrige Temperatur (etwa $+ 1^0$ C.) des Wassers am Meeresboden in der Länge der Zeit geführt haben. Da aber, wie wir unten sehen werden, das Temperaturgefälle in der Erdkruste etwa 3^0 C. pro 100 m beträgt, und der Meeresboden nicht mehr als etwa 20^0 kälter als die angrenzende Landesoberfläche ist, so kann man nicht wohl annehmen, dass die Erdkruste unter dem Meere in Dicke diejenige unter dem Festlande mit mehr als etwa 1 km übertrifft. Dieser Dickenunterschied könnte sogar nicht ausreichen, um die etwa 2,5 mal geringere Schwerenwirkung des Wassers als des festen Erdbodens zu kompensieren.

Man hat denn auch angenommen, dass die Festlandmassive wegen ihrer Schwerenwirkung das Meereswasser zu sich ziehen würden. Ganz besonders würde dies an Küstenstrecken stattfinden, welche steil in das Meer hinuntertauchen, wie z. B. an der Westküste von Südamerika. Dadurch würde die Meeresoberfläche in der Mitte des Oceans viel näher dem Erdmittelpunkt liegen als an seinem Rande, und infolgedessen würde die Schwere auf den oceanischen Inseln viel grösser sein als an der Küste. Die Erfahrung zeigt aber, dass auch bedeutende Bergmassen in einer Entfernung von mehr als etwa 6 km keine nennenswerte Schwerenwirkung ausüben. Eine Insel, welche, wie Hawaï, eine Länge von gegen 100 km besitzt, oder eine Inselgruppe, wie die Sandwichinseln (über 16000 km^2), würde demnach nicht viel anders wie ein Kontinent wirken. Trotzdem kommen gerade auf diesen Inseln ausserordentlich grosse Abweichungen vor. So z. B. ist auf Hawaï die Schwere um 0,03 Proc., an der Spitze des Vulkans Mauna Kea (4000 m) um 0,07 Proc. zu gross, wobei jedoch keine Korrektion wegen des Bergmassivs eingeführt ist. Zur Erklärung der erstgenannten Differenz müsste man annehmen, dass das Meer bei Hawaï etwa 1000 m tiefer liegen würde als an der Küste des Kontinents. Der grosse Wert der Schwere auf dem Mauna Kea zeigt keine Massendefekte an. Auch die Hypothese von Faye zeigt sich hier untauglich. Die Erdkruste ist nämlich in der Nähe von Vulkanen nicht als sehr dick, sondern umgekehrt als relativ dünn anzunehmen (vgl. weiter unten). Auffallend ist auch, dass auf dem nördlichen Eismeer, unter welchem die Erdkruste wohl relativ dick sein müsste, nach den Messungen der Fram-Expedition unter Nansen, die Schwere keine Abweichung von der Berechnung zeigt, bei welcher man die Clairaut-Laplaceschen Formeln benutzt:

$$\frac{g_{pol} - g_{aeq}}{g_{aeq}} = \tfrac{5}{2} m - e;\ g_\varphi = g_{aeq} + (g_{pol} - g_{aeq}) \sin^2\varphi,$$

worin m das Verhältnis, $\frac{1}{289}$, der Centrifugalkraft am Äquator zu der Schwere daselbst und e die Excentricität des Erdsphäroïdes darstellt. g_φ ist die Schwerkraft an der Meeresoberfläche an der geographischen Breite φ. Nach Helmerts Berechnung ist an der Meeresoberfläche $g_{45} = 980{,}5966$ cm/sek.^{2}, woraus $g_{pol} = 983{,}136$, $g_{aeq} = 978{,}057$.

Als Beispiele mögen folgende Messungen angeführt werden. Die Abweichung $\Delta = beob.\text{-}ber.$ ist für Greenwich gleich Null gesetzt.

Küstenstationen	g	Δ
Nordsee, Dünkirchen	981,231	+ 0,005
„ Greenwich	981,264	0
„ Lihons	981,117	— 2
„ Leith	981,681	+ 35
„ Hamburg	981,406	+ 46
„ Leyden	981,318	— 3
Toulon	980,531	+ 10
Marseille	980,551	+ 14
Nizza	980,618	+ 32
Barcelona	980,397	+ 30
Alger	980,008	+ 47
Ajaccio	980,454	+ 40
Port-Vendres	980,515	+ 18
Philippeville	980,022	+ 41
Bastia	980,575	+ 93
Corte (605 m)	980,504	+ 56
Lipari	980,245	+ 135
Formentera (203 m)	980,213	+ 86
Capri (95 m)	980,364	+ 169
Bari	980,411	+ 164
Eismeer, Spitzbergen	983,181	+ 88
Süd-Shetland	982,279	+ 88
Cap Horn	981,676	+ 39
Staaten-Eiland	981,613	+ 68
Indien, Punud	978,174	— 67
„ Kudankolam	978,177	— 52
„ Allepy	978,243	— 22
„ Mangalore	978,311	— 68
„ Madras	978,387	— 71
„ Cocanada	978,524	— 36
„ Calcutta	978,853	— 26
Melbourne, Austr.	979,969	+ 15
Insuläre Stationen		
Sanct Thomas	978,297	+ 176
Fernando do Norunha	978,344	+ 192
Ascension	978,372	+ 150
St. Helena	978,736	+ 225
Ualan, Carolinen	978,452	+ 283
Guam, Ladronen	978,599	+ 197
Bonin-Inseln	979,513	+ 326
Ile de France (Mauritius)	978,959	+ 224
Mauwi, Hawaï-Inseln	978,959	+ 183
Mauna Kea „ (3981 m)	978,994	+ 280
Waihihi, „	979,023	+ 222
Honolulu, „	979,059	+ 257
Kontinentalstationen		
Clermont (400 m)	980,696	— 63

Kontinentalstationen	g	Δ
Lyon (286 m)	980,747	— 0,003
Pic du Midi (2877 m)	980,406	— 98
Montlouis (1620 m)	980,370	— 97
Paris (60 m)	980,980	+ 37
Madrid (662 m)	980,151	— 32
Berlin (38 m)	981,312	+ 43
Strassburg (143 m)	980,944	+ 23
München (529 m)	980,850	— 31
Genf (405 m)	980,677	— 28
Trafoi, Tyrol (1541 m)	980,570	— 167
Landeck, „ (794 m)	980,790	— 154
Rom (59 m)	980,373	+ 56
Wien (183 m)	980,913	+ 26
Budapest (122 m)	980,887	+ 64
Warschau (109 m)	981,224	— 20
St. Petersburg (8 m)	981.880	— 10
Moskau (142 m)	980,944	+ 23
Tiflis (471 m)	980,32	— 79
Taschkent (400 m)	980,25	— 199
Bokhara	980,20	— 19
Uzun Ada	980,07	— 139
Constantineh, Algier (655 m)	979,877	— 52
Médeah, Algier (930 m)	979,888	— 32
Uled Rhamun, Algier (687 m)	979,903	— 9
Batna, Algier (1050 m)	979,732	— 126
El Kantara, Algier (525 m)	979,695	— 135
Biskra, Algier (137 m)	979,701	— 98
Laghouat, Algier (755 m)	979,564	— 148
Chicago (165 m)	980,375	— 30
Salt Lake City (1288 m)	980,050	— 262
Denver, Col. (1645 m)	979,983	— 252
M:t Hamilton (1282 m)	979,916	— 94
More, Indien (4696 m)	979,169	— 498
Mussoori, „ (2109 m)	979,306	— 136
Dehra, „ (683 m)	979,224	— 208
Nojli, „ (269 m)	979,398	— 106
Kuhana, „ (247 m)	979,280	— 89
Datairi, „ (218 m)	979,262	— 48
Usira, „ (247 m)	979,147	— 31
Kalianpur, „ (538 m)	978,950	— 31
Badgaon, „ (542 m)	978,728	— 40
Somtana, „ (522 m)	978,627	— 46
Bangalore, „ (950 m)	978,304	— 81
Mallapatti, „ (88 m)	978,233	— 31

Stationen, bei welchen die Höhe nicht in Klammern angegeben ist, liegen nahe an der Meeresoberfläche. Die angegebenen g-Werte sind nach der Bouguerschen Formel (S. 254) korrigiert.

Wie aus dieser Zusammenstellung nach Bourgeois ersichtlich, ist die Abweichung an der Nordsee nahezu gleich Null (offenbar weil Greenwich ganz nahe daran liegt), dagegen geben die Stationen am Mittelmeer etwas positive, diejenigen an der ostindischen Küste etwas negative Abweichung. Diese negative Abweichung steigt im Innern des Landes gegen den Himalaya hin, wo sie gegen $-0{,}5$ cm erreicht. Die grössten po-

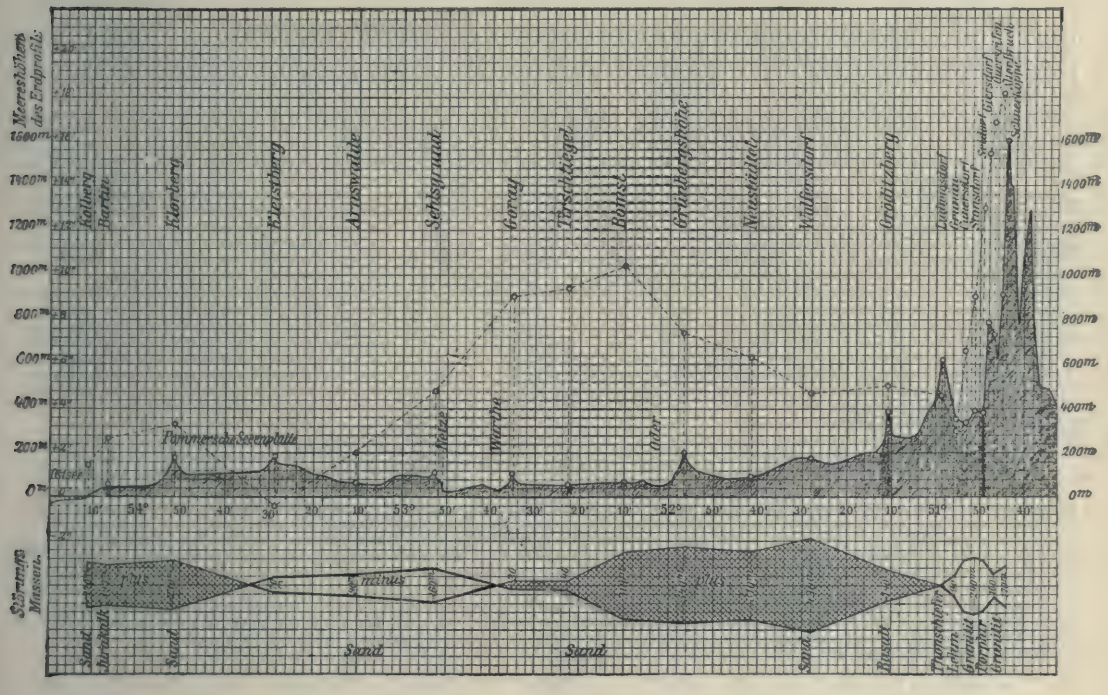


Fig. 81.

sitiven Abweichungen kommen auf Inseln im Grossen Ocean (Bonin-Inseln 0,326 cm, Hawaï 0,25 cm) vor. Danach kommen die Inseln im Indischen Ocean (Mauritius 0,22 cm) und im Süd-Atlant (St. Helena 0,225 cm). Recht grosse negative Abweichungen zeigen, ausser den Stationen im Himalaya, diejenigen in Transkaspien (Taschkent 0,2 cm, Uzun Ada 0,14 cm) und noch mehr die hoch gelegenen Stationen auf dem nordamerikanischen Kontinent (Salt Lake City 0,26, Denver 0,25 cm). Die grössten Abweichungen auf dem europäischen Kontinent (Trafoi und Landeck) erreichen nur etwa 0,16 cm.

Diese Beobachtungen sind von solcher Wichtigkeit, dass in den verschiedenen Ländern die geodätischen Institute und die wissenschaft-

lichen Gesellschaften Organisationen eingerichtet haben, wodurch die Intensität der Schwerkraft nach einem gemeinsamen Plan an verschiedenen Punkten der Erde gemessen werden soll.

Messungen von Eötvös. Wie oben angegeben, hat Eötvös die Beobachtungen mit der Drehwage zu einer sehr hohen Vollendung und Empfindlichkeit getrieben. Die schweren Massen von etwa 25 g Gewicht sind dabei an den Enden eines 40 cm langen leichten Messingrohres befestigt, welches an einem 0,04 mm dicken Platindraht in einer messingenen Dose von 5—10 mm innerer Höhe aufgehängt ist. Das eine Gewicht kann auch an einem (55 cm langen) Draht aufgehängt werden. Die Dose schützt gegen Luftströmungen, elektrische und thermische Störungen. Der Platindraht ist oben in einer metallenen Röhre befestigt, und seine Drehung kann mit Spiegel und Skala abgelesen werden. Die ganze Dose kann mit einer Schraube um ihre Achse gedreht werden. Die Schwingungszeit des Pendels ist 600—1200 Sekunden. Mit diesem Instrument kann man die Änderung der Komponenten der Schwerkraft in horizontaler Richtung messen. Die betreffenden Bestimmungen können sowohl mit Hilfe von Ablenkungen der Röhre aus ihrer Gleichgewichtslage wie von Schwingungsversuchen ausgeführt werden.

Die Drehwage von Eötvös kann so empfindlich gemacht werden, dass, wenn sie 1 m von der Meeresküste aufgestellt wäre, eine Steigung des Meeres um 1 mm sich durch eine Ablenkung von einer halben Bogenminute kundgeben würde. Mit dieser Drehwage hat Eötvös die Fortsetzung von Felsen unter der Erde wahrscheinlich gemacht.

Das Geoïd. Geoïd nennt man diejenige Oberfläche, welche das Meer der Erde bildet und welche unter den Kontinenten fortgesetzt gedacht werden kann.

Von der Potentialtheorie übernehmen wir den Satz, dass die Richtung der Kraft immer auf den Äquipotentialflächen senkrecht steht. In einer Flüssigkeitsmasse, die nur der Schwere unterworfen wäre, würden die Kraftlinien alle nach dem gemeinsamen Schwerpunkt gerichtet sein und infolgedessen die Äquipotentialflächen kugelförmig verlaufen. Die Meeresoberfläche stellt sich auch senkrecht auf die Komponente der wirkenden Kräfte. Sie ist eine Niveaufläche und die Äquipotentialflächen werden aus Analogie häufig als Niveauflächen bezeichnet.

Wenn nur die Schwere wirkte, so wäre das Potential in einem Punkte:

$$P = k \int \frac{dm}{r},$$

worin k die Gravitationskonstante bedeutet, dm einen Massenteil der Erde und r die Entfernung dieses Massenteiles zum betreffenden Punkte. Die Integration wäre auf die ganze Erdmasse auszudehnen.

Zu den von der Schwere herrührenden Kräften kommen in diesem Falle die von der Centrifugalkraft stammenden hinzu. Wenn ein Körper sich um eine Drehungsachse dreht, so besitzt die Centrifugalkraft in der Entfernung ϱ von der Achse, pro Masseneinheit den Wert:

$$f = \frac{v^2}{\varrho} = w^2 \varrho,$$

wenn mit v die Geschwindigkeit und mit w die Winkelgeschwindigkeit der drehenden Bewegung bezeichnet wird. Die dem Potential entsprechende Arbeit, welche geleistet wird, wenn die Masseneinheit von der Drehungsachse zur Entfernung ϱ gebracht wird, ist ausgedrückt durch die Formel:

$$\pi = \int_0^{\varrho} f d\varrho = \int_0^{\varrho} w^2 \varrho \, d\varrho = \tfrac{1}{2} w^2 \varrho^2.$$

Die totale Kräftefunktion zufolge der beiden Umstände wird:

$$W = P + \pi.$$

Der Ausdruck $W =$ Konstant stellt die Gleichung einer Niveaufläche, in diesem Falle einer Geoïdenfläche dar. Für den speziellen Fall, dass die Konstante denselben Wert besitzt, wie an der Meeresoberfläche, erhalten wir die ihr entsprechende Geoïdenfläche und können daraus ihren Verlauf unter den Kontinenten berechnen.

Die Intensität (J) der Schwerkraft, welche durch Pendelmessungen festgestellt werden kann, soll dem Ausdruck genügen:

$$J = \frac{dW}{dn},$$

worin n der Richtung der Normale zur Niveaufläche, d. h. der Lotlinie entspricht. Je dichter die Niveauflächen liegen, desto grösser ist die Intensität der Schwere, und zwar ist sie der Entfernung zweier benachbarter Niveauflächen umgekehrt proportional.

Durch Nivellierungen kann man sich einen recht genauen Begriff bilden, wie das Geoïdensystem über den Kontinenten verläuft. Durch Pendelbeobachtungen ermittelt man die relative Entfernung der Geoïden-

flächen und durch Gradmessungen ihre Krümmung. Auf diese Weise kann man die Form dieser Flächen bestimmen.

Die Geoïdenfläche, welche die Meeresoberfläche in sich schliesst, ist so wenig von einer Rotationsellipsoïde verschieden, dass es nach Hergesells Messungen möglich ist, eine Fläche dieser letzten Art zu wählen, welche an keiner Stelle um mehr als 250 m von dem Geoïd entfernt ist.

Andere Folgen der Erdumdrehung. Da verschiedene Teile der Erde je nach ihrer geographischen Breite und ihrer Höhe über dem Meere eine verschiedene absolute Geschwindigkeit besitzen, welche ihrer Entfernung von der Erdachse proportional ist, so werden bei Verschiebungen eines Körpers sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung Richtungsänderungen entstehen, welche bei stillstehender Erde nicht vorkommen würden.

Schon früh erkannte man (Newton), dass ein frei von einer Turmspitze fallender Stein den Boden östlich von der Lotlinie durch die Turmspitze treffen muss, weil die Spitze des Turmes eine grössere Drehungsgeschwindigkeit besitzt, als die Erdoberfläche (und zwar in Richtung von West nach Ost). Es wurden auch Versuche, um diesen Effekt nachzuweisen, von Newtons Zeitgenossen Hooke angestellt, aber mit negativem Erfolg. Der Effekt ist auch sehr gering.

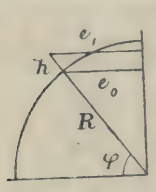


Fig. 82.

Wenn der h m hohe Turm am Äquator steht, ist die Geschwindigkeit der Turmspitze um $w = 2\pi h : 86164 = 7{,}29.10^{-5} h = \chi h$ m pr. Sek. grösser als diejenige des Turmfusses, indem die Spitze in einem Sterntag (= 86164 Sek.) den Weg $2\pi(R+h)$, der Fuss dagegen nur den Weg $2\pi R$, worin R den Erdradius bedeutet, zurücklegt. Ist die Fallzeit t, so gilt die Relation $h = \frac{1}{2} g t^2$, und der von der Turmspitze fallende Körper trifft den Boden:

$$s = \chi h . t = \tfrac{1}{2} \chi g t^3$$

nach Osten von der durch die Turmspitze gezogenen Lotlinie.

Weil aber diese für den Anfang des Fallens giltige Lotlinie zufolge der Erddrehung nicht mit der Richtung der Schwerkraft, d. h. dem Erdradius während des Fallens zusammenfällt, sondern mit dieser Richtung einen Winkel χz, worin z die nach dem Beginn des Fallens verflossene Zeit bedeutet, einschliesst, so erhält der Fallkörper eine Beschleunigung nach Westen, die $g_1 = \chi z g$ beträgt. χ ist wie vorhin $7{,}29.10^{-5} = 41{,}8.10^{-4}$

Bogengraden. Die hiervon herrührende Geschwindigkeit v und die zurückgelegte Wegstrecke s_1 nach Westen erhalten die Werte:

$$v = \int_0^z \chi g z\, dz = \tfrac{1}{2}\chi g z^2; \quad s_1 = \tfrac{1}{2}\chi g \int_0^t z^2 dz = \tfrac{1}{6}\chi g t^3.$$

An der geographischen Breite φ (Fig. 82) ist die Entfernung e_0 des Turmfusses und diejenige (e_1) der Turmspitze von der Drehungsachse der Erde dem $\cos\varphi$ proportional. Infolgedessen sind die oben gegebenen Ausdrücke für w, χ, s, g_1, v und s, mit $\cos\varphi$ zu multiplizieren, und man erhält für die Abweichung (d) nach Osten:

$$d = s - s_1 = \tfrac{1}{3}\chi g t^3 = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{g}}\chi h^{3/2} = 2{,}19.10^{-5}\cos\varphi\, h^{3/2}\ \text{m}.$$

Solche Versuche wurden von Guglielmini in Bologna, Benzenberg in Hamburg und später von Reich in Freiberg in einem 158,5 m tiefen Schacht ausgeführt. Reich fand eine Abweichung d von 28,4 mm, während die obige Formel ($\varphi = 50^0\ 53'$) 27,6 mm ergiebt.

Zufolge desselben Umstandes wird eine vertikal hinaufgeworfene Kugel beim Herunterfallen nicht zum Ansgangspunkt zurückkehren. Sichere Versuche über diesen Gegenstand liegen nicht vor.

Eine sehr grosse praktische Bedeutung hat die Abweichung. welche ein in horizontaler Richtung sich bewegender Körper zufolge der Erddrehung erleidet. Es sei $AB = d$ (Fig. 83) die Weglänge, welche ein Körper an der Erdoberfläche zufolge der Erddrehung in einer Sekunde beschreibt. AB ist infolgedessen dem Äquator parallel. Die zwei Tangenten der Meridiankreise durch A uud B mögen AP und BP sein, sie schneiden einander offenbar in einem auf der Erdachse gelegenen Punkte P, wo sie den Winkel δ (APB) einschliessen. Da die beiden Lotlinien auf die Erdachse aus A und B den Winkel χ ($ALB = 7{,}29.10^{-5} = 41{,}8.10^{-4}$ Grad) einschliessen, so ist, wie aus Fig. 83 hervorgeht, $AB = AP \cdot \delta = AL \cdot \chi$. Weiter ist APL gleich AOR, wenn OR der Äquatorialhalbmesser in der Ebene APO ist. AOR ist nun gleich der geographischen Breite φ des Punktes A. Folglich wird:

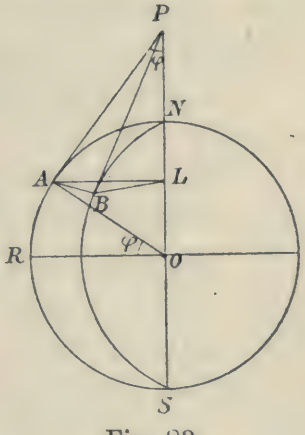


Fig. 83.

$$\delta = \chi\, AL : AP = \chi \sin \varphi.$$

Es bewege sich nun ein Körper mit der Geschwindigkeit (relativ zur Erdoberfläche) c (= AE) längs der Richtung AE (Fig. 84), welche einen Winkel α mit dem Meridian AP einschliesst, so wird dieser Körper auch an der Erddrehung mit der Geschwindigkeit d (= AB) teilnehmen. Infolgedessen wird die totale Geschwindigkeit des Körpers die Resultante AF der Geschwindigkeiten c (= AE) und d (= AB) ausmachen, d. h. eine Sekunde, nachdem der Körper A verlassen hat, wird er sich in F befinden. Da nun nach einer Sekunde die stillstehenden (d. h. nur an der Erddrehung teilnehmenden) Körper in A nach B angelangt sind, so hat der bewegliche Körper relativ zu diesen ruhenden den Weg BF beschrieben. Dieser schliesst mit dem Meridian BP nicht den Winkel α, sondern einen anderen, α_1, ein. Ziehen wir BF aus, bis sie AP in G trifft, so ist $AGB = EAG = \alpha$ und $AGB = GPB + PBG$ oder $\alpha = \delta + \alpha_1$. Die Winkelablenkung pr. Sek. $\alpha - \alpha_1$ ist also gleich δ. Die scheinbare Längenablenkung finden wir, wenn wir $BF_1 = AE$ so absetzen, dass $F_1BP = EAP = \alpha$. BF_1 bezeichnet den Weg, welchen der bewegliche Körper auf der Erdoberfläche beschrieben, wenn die Erde stillgestanden hätte, BF den thatsächlich zurückgelegten Weg. Die Längenablenkung ist also $F_1F = c\,\delta$.

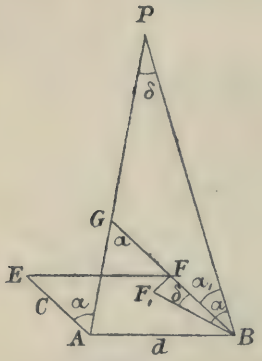


Fig. 84.

Die Ablenkung zeigt sich folglich unabhängig von dem Ausgangswinkel α und die Winkelablenkung auch von der Geschwindigkeit c. Da nun die Erddrehung in der Richtung AB von West nach Ost erfolgt, so wird auf der nördlichen Halbkugel, wo P nördlich von (oberhalb) AB liegt, die Ablenkung nach rechts geschehen, d. h. im selben Sinne, wie die Zeiger einer Uhr. Das Gegenteil wird auf der südlichen Halbkugel stattfinden, wo der Punkt P südlich von (unterhalb) AB liegt.

Die Folgen dieser durch die Erddrehung bewirkten Abweichung sind von grosser Bedeutung. Beim Scheibenschiessen (auf der nördlichen Halbkugel) wird die Kugel immer etwas rechts vom Ziel auftreffen, und zwar um so mehr, je langsamer das Projektil sich bewegt. Am Nordpol würde die Abweichung nach einer Sekunde $7{,}29.10^{-5}$, betragen. Nehmen wir an, das Projektil beschriebe in einer Sekunde eine Bahn von 700 m, so würde die Seitenabweichung nach derselben Zeit 51.10^{-3} m = 51 mm sein, nach 2 Sekunden wäre die Winkelabweichung verdoppelt und ebenso die Bahnlänge, folglich die Seitenabweichung 204 mm. Im

allgemeinen wird die Seitenabweichung proportional der Geschwindigkeit (v) und dem Quadrate der Zeit (t) ausfallen. Auf einer anderen Breite ist sie (δA) proportional dem Sinus derselben, also im allgemeinen:

$$\delta A = 7{,}29.10^{-5} \cdot v \cdot t^2 \cdot \sin \varphi.$$

Auf der südlichen Halbkugel geschieht die Abweichung in umgekehrtem Sinne, d. h. nach links von der Bewegungsrichtung.

Wie leicht ersichtlich, würde ein Projektil, wenn es nicht zum Erdboden hinabfiele, sondern in einer Ebene verbliebe, welche mit genügender Annäherung als mit der Erdoberfläche zusammenfallend gedacht werden könnte, einen Kreis beschreiben, welcher am Pole in 24 Stunden (eigentlich einem Sterntage) von dem Projektile durchlaufen wäre. Auf einer anderen Breite (φ) würde die Zeit umgekehrt proportional dem $\sin \varphi$ sein. (Dabei wird vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeit so gering ist, dass man die Polhöhe φ als konstant betrachten darf.)

Diese Abweichung ist von der grössten Bedeutung in der Lehre von der Entstehung der Winde. Alle Winde auf der nördlichen Halbkugel werden zufolge der Erddrehung nach rechts, alle auf der südlichen Halbkugel nach links abgelenkt. Dasselbe gilt von den Meeresströmungen. Wir werden später ausführlicher auf diese Umstände zurückzukommen Gelegenheit haben.

Ebenso soll die Erddrehung auf das strömende Wasser der Flüsse einwirken. v. Baer glaubte dies für die russischen Flüsse konstatiert zu haben, indem das rechte Ufer stärker erodiert sein soll als das linke. In der südlichen Hemisphäre sollte das Gegenteil stattfinden. Auch auf diesen Gegenstand werden wir später zurückkommen.

Man hat auch daran gedacht, dass ein ähnlicher Einfluss bei den Eisenbahnzügen zur Folge haben würde, dass dieselben mehr nach rechts als nach links entgleisen sollten. Die Wirkung ist jedoch so gering, dass eine Hebung der rechten Schiene von 0,4 mm ausreichen würde, um diese Tendenz eines Blitzzuges nach rechts zu entgleisen bei 25 m Geschwindigkeit pro Sekunde und einer Spurweite von 1,5 m zu kompensieren.

Am meisten Aufsehen hat diejenige Verwendung obiger Schlüsse erweckt, welche nach dem Urheber der Foucaultsche Pendelversuch genannt wurde. Wenn der bewegliche Körper sich wie eine Pendelkugel hin und her bewegt, so wird seine Schwingungsebene immer im selben Sinne, auf der nördlichen Halbkugel nach rechts, gedreht. Am Pole würde die ganze Umdrehung 24 Stunden (richtiger einen Sterntag)

erfordern. Auf einer anderen Breite, φ, wird die nötige Zeit länger sein, und zwar im Versältnis $1 : \sin \varphi$. Schon früher scheint man die Ablenkung der Pendelebene dnrch die Erddrehung gekannt zu haben, aber erst Foucault führte den Versuch in genauer Weise aus, um so objektiv die Erddrehung zu demonstrieren. Er benutzte ein Pendel von 11 m Länge. Wie beim gewöhnlichen Pendel wird die Formel nicht ganz richtig, wenn man grosse Schwingungsbogen verwendet, deshalb ist es vorteilhaft, grosse Pendellängen zu benutzen. Dieser Versuch wurde in den meisten grösseren Städten wiederholt, indem man sein Gelingen als den besten Beweis für die Erddrehung ansah.

Präcession und Nutation. Im engsten Zusammenhange mit der Erddrehung stehen die in der Astronomie wohlbekannten Erscheinungen, welche die Namen Präcession und Nutation erhalten haben. Im Jahre 130 v. Chr. fand Hipparch, als er die Sternörter mit denjenigen älterer Beobachter verglich, dass die Sterne alle ihre Breite (vgl. S. 6—7) behalten, ihre Länge aber sämtlich vergrössert hatten. Mit anderen Worten, ihre Lage hatte sich vom Frühlingspunkt, d. h. demjenigen Punkte entfernt, in welchem die Ekliptik die Äquatorialebene schneidet und wo die Sonne am Frühlingsäquinoctium sich befindet. Die natürliche Erklärung ist, dass dieser Punkt sich in der entgegengesetzten Richtung verschiebt, während die Sterne am Himmel still stehen. Die Verschiebung ist so gross, dass sie 26000 Jahre braucht, um die Ekliptik zu durchlaufen, d. h. in jedem Jahre werden etwa 50 Bogensekunden zurückgelegt.

Ebenso verhält sich ein drehender Kreisel, dessen Achse nicht senkrecht steht. Die Achse beschreibt eine Kegelfläche um die Lotlinie um so geschwinder, je höher der Schwerpunkt über dem Unterstützungspunkt sich befindet. Dieser Kegel erhält einen immer geringeren Scheitelwinkel, was mit dem Reibungswiderstande gegen die Kreiselbewegung zusammenhängt. Diese allmähliche Verschiebung der Drehungsachse hängt von der Schwere ab und beruht darauf, dass sie die Kreiselachse hinunterzuneigen strebt.

Wie Newton hervorhob, wirkt eine durch die Schwerenwirkung der Sonne verursachte Kraft, sodass sie bestrebt ist, die Drehungsachse der Erde aufzurichten. Infolgedessen würde, wenn die Erdbewegung nicht reibungslos wäre, zuletzt die Erdachse auf die Ekliptik senkrecht zu stehen kommen. Man kann sich die Erde als aus zwei Teilen bestehend denken, einem inneren sphärischen, welcher die Pole der Erde tangiert und einen äusseren hohlen, der seine grösste Dicke am Äquator besitzt. Existierte nicht dieser letzte Teil, d. h. wäre die Erde ganz

kugelförmig, so fände keine Präzession statt. Nun werden die beiden Seiten des äusseren Teiles von der Sonne S angezogen, und zwar das nach der Sonne zu gelegene Stück A (Fig. 85) stärker wie die Erde im allgemeinen, das Stück B dagegen schwächer. Die Folge davon ist, dass die Sonne strebt, die Wülste des äusseren Teiles ungefähr wie die Gezeitenwelle so einzustellen, dass die dicksten Stellen in der Verbindungslinie der Mittelpunkte von Sonne und Erde liegen. Mit anderen Worten die Schwerenwirkung der Sonne strebt die Erdachse senkrecht zu dieser Verbindungslinie und damit zur Ekliptik einzustellen.

Die Folge davon ist, dass die Erdachse um ihre mittlere Lage (die Achse der Ekliptik) einen Kegel beschreibt, dessen Öffnungswinkel 47^0 beträgt. Dies hat auf astronomische Beobachtungen einen sehr grossen Einfluss. Der Frühlingspunkt, welcher jetzt im Sternbilde der Fische, nahe an demjenigen des Widders liegt, war zu Aristarchs Zeiten (250 v. Chr.) um 30^0 verschoben und lag im Widder in der Nähe des Stieres. Sternbilder sind jetzt in unseren Gegenden sichtbar, welche in früheren Zeiten nie über den Horizont kamen, und umgekehrt. Am leichtesten lassen sich diese Verschiebungen an der Lage der „Weltachse“ oder richtiger der Erdachse im Himmelsraume verfolgen. Zu Hipparchs Zeiten war der jetzige Polarstern um 12^0 von dem Himmelspol entfernt, hatte also kein wirkliches Anrecht auf seinen jetzigen Namen. Noch steht dieser Stern etwa $1{,}5^0$ vom Nordpol, welcher sich ihm nähert bis zum Jahre 2095, zu welcher Zeit der Abstand nur 26 Bogenminuten betragen wird. Nachher entfernt sich der Nordpol von dem Polarstern und seinem Sternbilde, dem kleinen Bären, um in das Sternbild Cepheus hineinzugehen. Nach 12000 Jahren wird der hell leuchtende Stern, Vega, α Lyrae, dem Nordpol nahe stehen und als Polarstern betrachtet werden können.

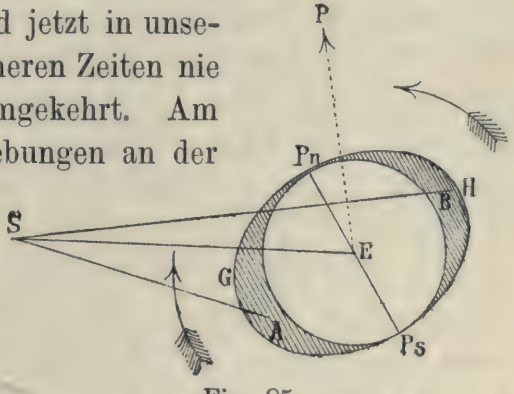


Fig. 85.

Bei der Präzession wirkt nicht nur die Sonne, sondern auch der Mond. Der letztere allein bewirkt eine kleine Störung in der Präzession, welche Nutation genannt wird. Die Mondbahn liegt nämlich nicht gänzlich in der Ekliptik, sondern weicht um 5^0 davon ab. Die Mondbahn schneidet nicht immer die Ekliptik längs derselben Richtung, sondern diese Richtung wandert sehr schnell. Sie beschreibt nämlich

in 18,7 Jahren einen Kreis auf dem Sternhimmel. Dies veranlasst, dass die Kraft, welche die Nutation bewirkt, in ihrer Richtung eine etwa 19jährige Periode besitzt. Dadurch entsteht eine ebenso lange Periode in der Bewegung der Erdachse, welche sich wie eine leichte Kräuselung über die grosse Präzessionsbewegung überlagert. Zufolge der kurzen Wirkungszeit ist die durch diesen Umstand entstehende Schwankung sehr gering, indem ihre Amplitude höchstens 18 Bogensekunden beträgt, während durch die Präzession die jährliche Änderung 50 Sekunden und die totale 47^0 erreicht. Die Nutationsbewegung wird infolgedessen die Kegel, welche die Erdachse zufolge der Präzessionsbewegung beschreibt, ein klein wenig verunstalten, indem sie ihr eine ausserordentlich flache Cannelierung (Amplitude $<$ 0,02 der Länge) erteilt.

Es war Bradley, welcher beim Suchen der Sternparallaxen die Nutationsbewegung auffand.

Verschiebungen der Erdachse im Erdkörper. Während die Änderung der Lage der Erdachse im Raume keinen nennenswerten Einfluss auf die terrestren Verhältnisse (speziell das Klima, vergl. weiter unten) ausübt, wäre das Gegenteil zutreffend, wenn die Erdachse im Erdkörper ihre Lage veränderte. In der That haben auch die Geologen versucht, in dieser Weise die grossen Klimaschwankungen, welche durch die Eiszeiten bezeichnet werden, zu erklären. Diese Erklärungsweise, welche einst sehr beliebt war, ist indessen durch nähere Forschungen als unhaltbar erwiesen. Schon früh (zu Copernicus Zeiten), stellte man Vermutungen auf, dass die Polhöhe eines Ortes nicht unveränderlich sei. Die experimentellen Hilfsmittel langten aber nicht aus, um diese Frage zu lösen. Dagegen wurden mehrere wichtige theoretische Untersuchungen, besonders von L. Euler, über diese Frage ausgeführt. Erst in der neuesten Zeit sind Polhöhenschwankungen sicher konstatiert worden. Wenn die Erdachse sich verschiebt, so dass sie sich z. B. Berlin nähert, so muss sie sich von einem 180^0 davon in geographischer Länge gelegenen Punkte um ebensoviel entfernen und umgekehrt. Um dies zu konstatieren, wurde eine Expedition nach Honolulu gesandt, welches eine solche Lage hat. Diese Expedition sollte die Polhöhenschwankungen daselbst beobachten, während ähnliche Messungen in Berlin (Potsdam), Prag und Strassburg ausgeführt wurden. Das Ergebnis wird durch die nebenstehenden Kurven (Fig. 86) dargestellt, welche zeigen, dass thatsächlich die Polhöhenschwankung in Berlin sich wie ein Spiegelbild zu derjenigen in Honolulu verhält. Die Schwankung hatte an den beiden Stellen, auch innerhalb der Beobachtungs-

fehler, dieselbe Amplitude (0,53″ bezw. 0,58″). Da eine Bogensekunde 31 m entspricht, so ersieht man, dass die Amplitude sehr unbedeutend ist und nicht mehr als einer Verschiedenheit von 17 m beträgt.

Die Schwankungen der Erdachse seit 1890 ist neuerdings von Albrecht aus den Beobachtungen mehrerer Sternwarten berechnet und durch folgende Kurve dargestellt worden (Fig. 87 S. 272). Wie aus dieser ersichtlich, beschreibt der momentane Pol der Erde eine vielfach verschlungene unregelmässige Kurve um die mittlere Lage. Die grösste

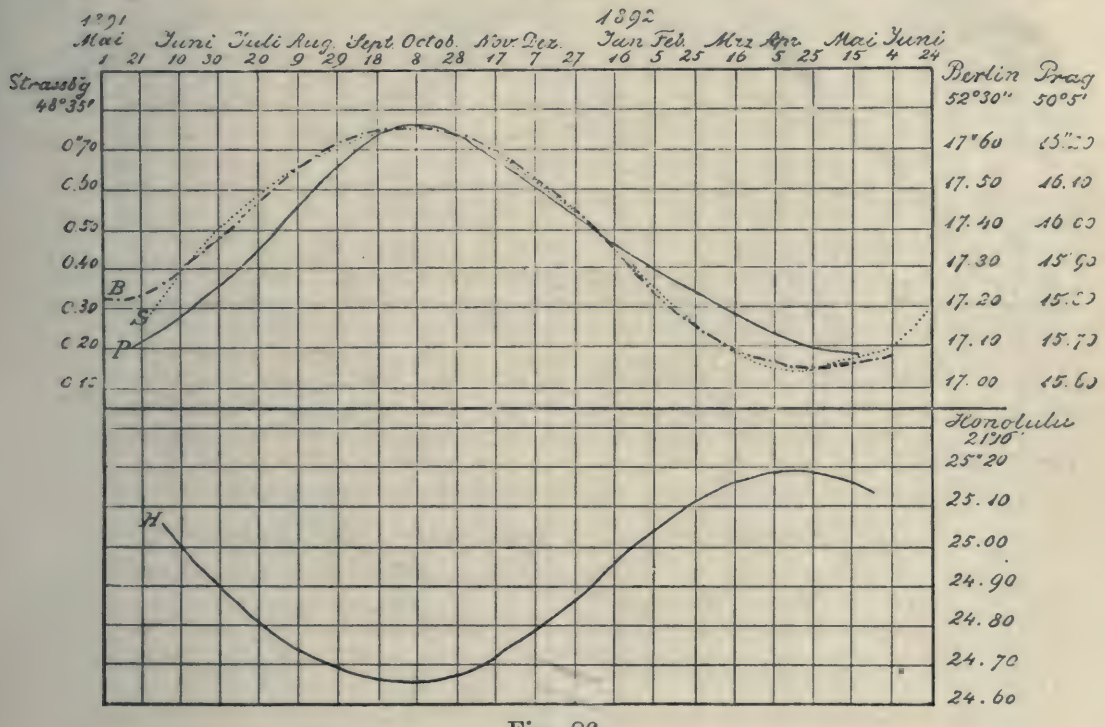


Fig. 86.

Entfernung beträgt nicht mehr als etwa 10 m. Der erste Tag jedes Monats ist durch einen Kreis bezeichnet.

Aus dieser Kurve kann man schliessen, dass die Bewegung eine kurzdauernde Periode von etwa 14 Monaten besitzt. Auf eine sekuläre Bewegung kann aus dem bis jetzt vorliegenden Material nicht geschlossen werden.

Aus anderen Umständen hat man berechnet, wie grosse Änderungen der Lage des Poles Folgen von bestimmten Massenverschiebungen auf der Erde sein könnten. Wenn die Erde als ein starrer Körper zu behandeln ist, so wird eine Steigung des Wassers im Mittelmeer mit 1 m die Hauptträgheitsachse und damit die Drehungsachse der Erde um nur etwa 1 m verschieben. Könnte man die ganze Gebirgsmasse des asia-

tischen Kontinentes abheben und in den indischen Ocean verlegen, so würde der Pol sich nur um etwa 40 km verschieben. So gewaltige einseitige Massenverschiebungen können auch kaum in geologischen Zeiten

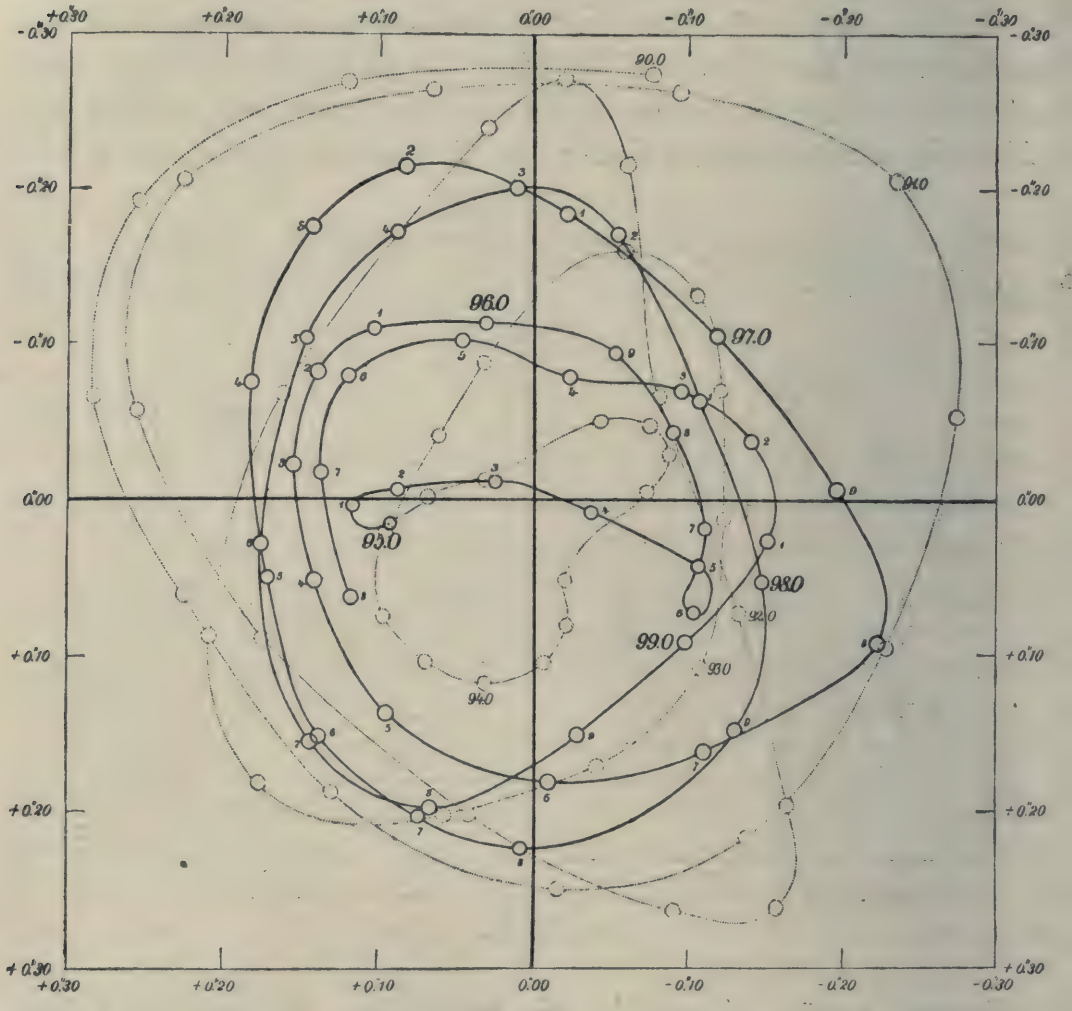


Fig. 87.

stattgefunden haben, so dass man den Pol als sehr nahe fix anzusehen hat.

Anders werden wohl die Bedingungen, wenn man annimmt, die Erde sei nicht als ein starrer Körper, sondern als eine flüssige Masse, von einer dünnen Kruste umgeben, zu betrachten. In diesem Falle wären grössere Folgen der Massenverschiebungen möglich. Indessen zeigen die Beobachtungen (vergl. unten), dass man mit Recht die Erde in dieser Beziehung als einen starren Körper behandeln kann.

Die langsame Änderung der Erdbahn. Im allgemeinen rechnet man so, als ob die Planetenbahnen unverändert ihre Lage im Himmels-

raum auf ewige Zeiten behalten würden. Dies würde auch der Fall sein, wenn nur ein einziger anziehender Körper (die Sonne) auf den betreffenden Planeten durch seine Schwere einwirkte. Thatsächlich ist ja auch die Masse der Sonne so überaus gross im Vergleich zu derjenigen der Planeten, dass die oben gemachte Annahme als mit grosser Annäherung erfüllt angesehen werden kann. Aber wie gering auch die Massen der Planeten gegen diejenige der Sonne sein mögen, so verursachen sie doch in der Länge der Zeit merkliche Veränderungen der Bahnen der Erde und anderer Planeten. Diese sogenannten Störungen zu berechnen, bildet das Hauptproblem der rechnenden Astronomie, und die bedeutendsten Mathematiker haben sich an der Lösung dieses Problems beteiligt.

Diese Rechnungen haben nun zu dem Schluss geführt, dass die von den Störungen herrührenden Änderungen in den Planetenbahnen periodischer Natur sind, obgleich die Perioden für unsere Verhältnisse nahezu als unendlich lang anzusehen sind, indem sie zwischen 50000 und 2000000 Jahren betragen. Die Perioden sind ebensoviele wie die Zahl der störenden Körper. Wie nun die kurzen astronomischen Perioden der Erdumdrehung und des Erdumlaufes um die Sonne die Periodicität aller irdischer Erscheinungen, vor allem der Temperatur und der Belichtung, hervorrufen und deshalb der Zeitmessung zu Grunde gelegt worden sind, so könnte man sich vorstellen, dass vielleicht diese langen Perioden natürliche Zeitmesser wären für die grossen Veränderungen, welche im Laufe der geologischen Epochen aufgetreten sind. Man könnte sich z. B. vorstellen, dass die Excentricität der Erdbahn einst sehr gross werden könnte, wie diejenige einer Kometenbahn. Die Sonnenstrahlung würde dann in einem Jahre ganz gewaltige Veränderungen durchlaufen, welche so bedeutend sein könnten, dass alle auf dem festen Lande lebende Organismen zugrunde gerichtet werden würden und die Tiefen des Meeres allein hinreichend konstante Temperatur hätten, um organisches Leben hegen zu können. In der That haben Adhémar und noch mehr Croll u. A. versucht, in ähnlicher Weise die gewaltigen Veränderungen in geologischen Perioden zu erklären.

Die nähere Untersuchung hat gezeigt, dass diese langperiodischen Änderungen der Bahnen der Erde und anderer Planeten sehr gering sind. Die Gefahr von Zusammenstössen der Planeten, welche eventuell bei stark excentrischen Bahnen auftreten könnte, ist nicht vorhanden. Man sagt deshalb häufig, die Stabilität des Planetensystems sei erwiesen. Wenn aber eine Gefahr die Existenz der Menschheit oder

überhaupt der Lebewesen unserer Erde bedroht, so ist sie viel weniger von einem Zusammenstosse — am wenigsten mit einem anderen Planeten, dann viel eher mit einem aus unbekannten Welträumen herbeieilenden Himmelskörper — als vielmehr von einem Versiegen der Wärmequelle der Sonne zu befürchten.

Was nun die Änderung der Excentricität der Erdbahn betrifft, so kann dieselbe, welche jetzt 0,01677 beträgt, nach Leverrier zwischen den extremen Werten 0,07775 und 0,003314, nach Stockwell zwischen 0,0677 und 0,0000 schwanken. Sie wird also nie die jetzige Excentricität der Marsbahn (0,0933), noch weniger diejenige (0,206) der Merkurbahn erreichen, andererseits aber kann sie geringer werden als diejenige der Venusbahn (0,00684), welche im Planetensystem jetzt am meisten kreisförmig ist. Seit etwa 18000 Jahren sinkt die Excentricität der Erdbahn von dem damaligen Wert 0,019 und sie wird nach etwa 25000 Jahren durch ein Minimum gehen. Die Maxima und Minima erreichen nur in den seltensten Fällen die von Leverrier und Stockwell angegebenen Extremwerte.

In ähnlicher Weise verändert sich die Lage der Sonnennähe (Perihelium) im Laufe der Zeit. Diese trifft jetzt am Neujahr (2. Jan.) etwas nach der Wintersonnenwende (21. Dec.) ein. Wegen des immer früheren Eintretens des Frühlingspunktes und der damit folgenden Sonnenwende wird diese Zeitdifferenz immer zunehmen. Aber auch die Lage des Perihels verschiebt sich am Himmel und zwar in entgegengesetzter Richtung wie der Frühlingspunkt, nämlich mit 11,15″ pro Jahr, während der Frühlingspunkt in entgegengesetzter Richtung sich mit 50,21″ pro Jahr ändert. Die relative Verschiebung dieser beiden Punkte wird also im Jahre 61,36″, d. h. etwas mehr als eine Minute betragen. In etwa 21000 Jahren ist die Verschiebung 360°, d. h. diese Zeit entspricht der Periodenlänge. Nach etwa 10000 Jahren wird die Sonnennähe zur Zeit der Sommersonnenwende eintreffen statt wie jetzt nahe an der Wintersonnenwende. Es wird dann auf der nördlichen Halbkugel der Sommer wärmer und der Winter kälter als jetzt sein, da dann die Sonne gleichzeitig am tiefsten steht und am weitesten von der Erde entfernt ist. Ausserdem ist wegen der schnelleren Bewegung der Erde in ihrer Bahn (nach dem zweiten Kepplerschen Gesetze) bei der Sonnennähe das Winterhalbjahr jetzt auf der nördlichen Halbkugel 8 Tage kürzer als das Sommerhalbjahr. Das Gegenteil wird nach 10000 Jahren eintreffen, das Winterhalbjahr wird länger, das Sommerhalbjahr kürzer sein wie jetzt. Der Einfluss dieses Umstandes wird wohl etwas dadurch vermindert, dass

dann die Excentricität der Erdbahn vermindert sein wird. Wenn wir aber zeitlich zurückgehen, finden wir viele Epochen, in welchen die stärkere Excentricität der Erdbahn die Unterschiede in der Länge des Winters und des Sommers vergrösserte. Croll sprach die Ansicht aus, dass durch diese Umstände die warmen und kalten Perioden (diesen entsprechen die Eiszeiten) der Erde veranlasst worden seien, und zwar sollte eine kalte Periode eintreten, wenn das Winterhalbjahr übermässig lang werden würde. Demnach würde man jetzt auf der südlichen Halbkugel eine, obgleich schwache, Kälteperiode haben, auf der nördlichen eine Wärmeperiode. Es sollte immer eine warme Zeit auf der einen Halbkugel gleichzeitig mit einer kalten Zeit auf der anderen eintreffen. Zu diesen beiden sekularen Veränderungen, welchen

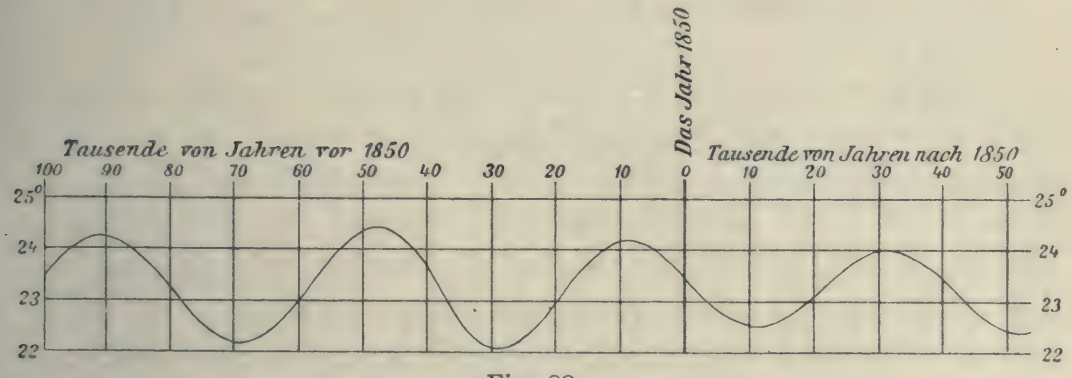


Fig. 88.

Croll den grössten Einfluss auf das Klima zuschrieb, kommt noch eine, welche nach Croll eine geringere Bedeutung haben sollte, nämlich die Schwankung in der Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik. Die nebenstehende Fig. 88 stellt die Grösse dieser Schwankungen in den verflossenen 100000 und den künftigen 50000 Jahren nach Stockwells Rechnungen dar. Die Extremwerte dieser Neigung sollten 68,02° und 65,40° betragen. Wie aus der Zeichnung ersichtlich, hat die Neigung in der angeführten Zeit nie die Extremwerte erreicht. Die Minima und Maxima fallen auf die folgenden Zeiten und erreichen die daneben angegebenen Beträge. Dabei ist die Zeit vom Jahr 1850 als Nullpunkt gerechnet.

Jahr	Minimum	Jahr	Maximum
— 91014	65,69°	— 68759	67,78°
— 48022	65,53	— 28296	67,87
— 9076	65,76	+ 10144	67,47
+ 31387	65,99	+ 51618	67,58

Eine Vergrösserung der Neigung der Erdachse, d. h. eine Aufrichtung derselben gegen die Ekliptik vermindert die Sonnenstrahlung im Sommer nach den polaren Gegenden. Nach neueren Ansichten (von Ekholm) ist dieser klimatische Faktor von grösserer Bedeutung wie die beiden vorhin erwähnten.

Kleinere Schwankungen der festen Erdkruste. Ebenso wie im Meer eine Gezeitenwelle durch die Schwerenwirkung des Mondes (und in geringerem Grad der Sonne) entsteht, so könnte man sich denken, dass sich eine solche Welle in der festen Erdkruste unter der Einwirkung von ähnlichen Druckkräften ausbildet. Wenn z. B. die Erdkruste als eine sehr dünne elastische Haut auf einem leichtflüssigen Kern schwimmen würde, so könnten die Gezeiten ebenso stark auf die Lage der festen Erdkruste sich geltend machen, wie auf diejenige der Meeresoberfläche.

In diesem letzteren Falle würde das Anschwellen des Meeres bei Flutzeit ebensowenig von dem Ufer wie von einem auf dem Meere schwimmenden Schiff bemerkt werden. In der That sind die beobachteten Gezeiten als die Differenzen der Gezeiten der festen Erdkruste und des Meeres anzusehen. Da nun die Gezeiten sehr ausgeprägt am Ufer sich geltend machen, muss man daraus schliessen, dass die Gezeiten der festen Erdkruste viel unbedeutender sind, als diejenigen des Meeres. Da ferner dies davon abhängen könnte, dass die Reibung im Erdinnern ganz ausserordentlich gross ist, so hätte man diese Erscheinung nicht so sehr an der täglichen als viel mehr an langperiodischen Schwankungen zu suchen. Solche kommen nun vor infolge der Veränderung in der Entfernung des Mondes (wie 35 zu 41) und zufolge der in einem siderischen Mondumlauf erfolgenden Änderung der Deklination des Mondes. Die Beobachtungen zeigten aber anfangs keine merkliche Gezeiten der festen Erdkruste zufolge dieser langperiodischen Schwankungen — die beiden Perioden betragen etwa 27 Tage. Man hat daraus den Schluss gezogen, dass die Starrheit der Erde eher grösser als geringer wie diejenige von Stahl ist.

In neuerer Zeit haben sehr genaue Beobachtungen von v. Rebeur-Paschwitz an Horizontalpendeln in Strassburg i. E. gezeigt, dass eine vom Mondstande abhängige Welle an der Lage der festen Erdoberfläche sich geltend macht. Diese Schwankung ist jedenfalls ausserordentlich gering.

Eine andere, gerade noch merkbare Bodenschwankung ist durch Beobachtungen in Genf entdeckt worden und durch andere in München

konstatiert. Die Blase einer Wasserwage schwankt sehr langsam hin und zurück, damit angebend, dass die Unterlage, d. h. der Boden, langsamen Schwankungen ausgesetzt ist. Diese Bodenschwankung sieht man als eine Folge von elastischen Nachwirkungen an, die durch Verschiebungen von Luftmassen über dem Erdboden entstehen. Ebenso steigt das Wasser an der Seite eines grossen Sees, wo der Luftdruck niedrig ist, sinkt dagegen an der Seite, wo er höher ist, nach den Gesetzen, welche für Flüssigkeiten in kommunizierenden Röhren gelten. Der Unterschied gegen die Bodenschwankung liegt in der grossen Verschiedenheit der Fluidität des Wassers und der unter dem Erdboden befindlichen Massen.

Einige Geologen glauben in der sekularen Hebung Skandinaviens eine ähnliche elastische Nachwirkung sehen zu können. Während der Eiszeit wurde Skandinavien, wie jetzt Grönland, niedergepresst durch eine mehr als tausend Meter mächtige Eisschicht. Als diese abthaute, strebte die Erdkruste ihre alte Form unter dem Druck der inneren zähflüssigen Massen wieder anzunehmen. Die Zähflüssigkeit des Erdinneren sollte so gross sein, dass Gleichgewicht noch nicht nach zehntausenden von Jahren erreicht wäre.

Alles führt uns dahin, im Inneren der Erde eine plastische, aber äusserst zähflüssige Masse anzunehmen. Diese Masse würde etwa die Eigenschaft von Asphalt bei niedriger Temperatur oder von Glas besitzen, welche Körper gegen plötzliche deformierende Kräfte sich als sehr hart und spröde wie feste Körper erweisen und zerbrochen werden, sehr langsam wirkenden, anhaltenden Kräften aber nachgeben und sich wie wahre Flüssigkeiten, aber mit ausserordentlich geringer Fluidität verhalten.

II. Die feste Erdkruste und das Erdinnere.

Die Zunahme der Bodentemperatur mit der Tiefe. Schon früh bemerkte man in Bergwerken, dass die Temperatur im allgemeinen um so höher wird, je tiefer man unter die Erdoberfläche geht. Dabei hat man von der geringen Tiefe abzusehen, zu welcher die jährliche Wärmewelle in merklichem Grade hineindringt, und welche von der Jahresschwankung der Oberflächentemperatur, sowie der Wärmeleitfähigkeit des Bodenmateriales abhängt. Diese Tiefe dürfte selten 20 m erreichen. Eine in diese Tiefe verlegte Fläche wird die neutrale Fläche genannt.

Als Beispiel der Zunahme der Temperatur nach unten mögen folgende Beobachtungen über die Temperatur der Gesteinwände im Adalbertschachte zu Přibram und im Bohrloch bei Sperenberg, 42 km südlich von Berlin, angeführt werden:

Adalbertschacht zu Přibram				Sperenberg		
Tiefe	Temp.	Tiefe	Temp.	Tiefe	Temp.	Tiefenst.
74,5 m	9,4 °	505,6 m	16,5 °	26,7 m	9 °	15,5 m
145,0	11,5	581,5	17,8	223	21,6	26,5
190,7	12,0	661,8	19,2	350	26,4	28,2
286,8	13,8	737,3	20,4	477	30,9	38,4
359,8	14,2	832,2	21,1	669	35,9	38,8
432,7	15,1	889,3	21,8	1080	46,5	117,5
				1268	48,1	
Mittlere Tiefenstufe 66 m				Mittel 31,7.		

Man nennt geothermische Tiefenstufe den Höhenunterschied zweier übereinander gelegenen Punkte, deren Temperaturunterschied 1 ° C. beträgt. Im Mittel beträgt die geothermische Tiefenstufe für den Adalbertschacht

66 m, für Sperenberg 31,7 m. Sie ist, wie leicht ersichtlich, ziemlich schwankend, und zwar im Adalbertschacht in recht unregelmässiger Weise, in Sperenberg nimmt sie mit der Tiefe zu. Im Bohrloch zu Schladebach bei Merseburg ist sie sehr nahe konstant in den ersten 600 m 37,2, in den folgenden 600 m 35,9 und zwischen 1206 und 1716 m Tiefe 37,5, im Mittel 36,9 m pro Grad Celsius.

An mehreren Stellen wird die Temperatur der Erdschichten durch Luft- oder Wasserströmungen gestört, in anderen Fällen spielen chemische Prozesse eine grosse störende Rolle. Dies ist in Kohlenbergwerken und petroleumführenden Erdschichten besonders häufig der Fall, aber auch andere Bergarten, wie z. B. die gewöhnlichen Silikate, können zu bedeutenden Wärmeentwickelungen durch langsam verlaufende chemische Prozesse (Bildung von Kaolin) Anlass geben. In dieser Art ist wohl auch die starke Temperaturzunahme gleich unter dem Meeresboden an der dänischen Küste (von $-0{,}1^0$ bis $+7^0$ C. zwischen Boden und ein Meter Tiefe in der darunter befindlichen Schlammschicht) zu erklären. Ohne Zweifel enthält der Schlamm viele organische Reste, die langsam unter Wärmeentwickelung vermodern. In solchen Fällen erhält man gewöhnlich (in der Nähe der Erdoberfläche) abnorm niedrige geothermische Tiefenstufen.

In neuerer Zeit hat man häufig sehr tiefe Bohrlöcher in die Erde hineingetrieben (bis zu etwa 1000 bis 2000 m) und es wurde dabei die Temperatur in verschiedenen Tiefen, gewöhnlich mit Hilfe von Maximal-Thermometern ausgemessen. Man hat auf verschiedenen Stellen verschiedene Werte für die Tiefenstufe erhalten, so z. B. in den brittischen Inseln 26,6—42,1 m, in belgischen Kohlenbergwerken 30 m, in Oesterreich 27 m (Niederösterreich) und 32 m (Sauerbrunn in Böhmen), in preussischen Bergwerken 15,5—115,3 m (Mittel 54,3 m), in Sachsen 41,8 m (Mittel), bei Schemnitz im Mittel 41,4 m, in Wheeling (Westvirginien) 44 m, in Cremorn (Neu Süd-Wales) 48 m.

Sehr niedrige Tiefenstufen findet man in Gegenden, welche vulkanische Erscheinungen aufweisen oder in kürzlich verflossenen Zeiten aufwiesen. So z. B. fand man zu Macholles in einem ehemals vulkanischen Gebiet der Limagne 14,4 m, zu Neuffen in der schwäbischen Alb in einem tertiären Vulkangebiet nur 11,3 m, in einem Kohlenbergwerk bei Monte Massi in Toscana 13,7 m. Ungewöhnlich niedrige Werte gelten für das Petroleumgebiet nördlich von Strassburg i. E., so zu Pechelbronn 13,9 m, zu Oberkutzenhausen 13,9 m und zu Oberstätten sogar nur 7,8 m.

Ein umgekehrtes Verhältnis zeigt sich in der Umgebung des Oberen

Sees in Nordamerika, dessen Wassermassen einen abkühlenden Einfluss auszuüben scheinen. Während man sonst in dieser Gegend eine mittlere Tiefenstufe von etwa 30 m gefunden hat, steigt dieselbe in der Osceola-Grube zu 42 m (8 km vom See) und in näher belegenen Bergwerken bis zu 55—67 m.

Auch bei Bohrungen von artesischen Brunnen hat man häufig Anlass zu Temperaturmessungen in verschiedenen Tiefen gehabt. Man fand so:

Ort	Tiefe des Bohrlochs	Geoth. Tiefenst.
Rüdersdorf (bei Berlin)	696 m	26,9 m
Neusalzwerk (Westf.)	671	29,6
Mondorf	—	28,6
Pitzpuhl (Magdeburg)	—	25,1
Sudenburg (do.)	568	32,3
Sennewitz (Halle)	1084	36,6
Lieth (Altona)	1259	35,9
Artern (Thüringen)	—	37,7
Sulz am Neckar	710	24,0
Sauerbrunn (Böhmen)	—	32,0
Grenelle (Paris)	547	32,6
St. André (do.)	253	30,7
Rouen	—	28,5
La Rochelle	—	19,0
Bootle (Liverpool)	434	71,3
Scarle (Lincoln)	609	37,8
Kentish-Town	307	36,8
	Mittel	33,3.

Bei den Tunnelbohrungen hat man auch reiche Gelegenheit gehabt, die Temperatur im Erdinnern zu messen. Die Isothermenflächen bilden nämlich nicht sphäroidische Flächen um den Erdmittelpunkt, sondern sie verlaufen etwa parallel der Erdoberfläche. Erst in einer Tiefe von etwa 4500 m sind die Unebenheiten entfernt und die Flächen als sphäroidisch anzusehen (nach Supan). Kennt man also die Temperatur an einer Stelle des Tunnels und den kürzesten Abstand von da zur Erdoberfläche, so kann man daraus die geothermische Tiefenstufe ermitteln. Man fand auf diese Weise für den Gotthardtunnel die mittlere geothermische Tiefenstufe gleich etwa 50 m und die Temperatur in

der Mitte des Tunnels gleich 30,4° C. Diese Temperatur sank übrigens nach der Durchbohrung nur unbedeutend durch den Luftzug. Im Tunnel unter dem Mont Cenis hat man ebenfalls eine Tiefenstufe von 50 m gefunden. In den Tunneln ist die Tiefenstufe aus leicht ersichlichen Gründen unter den Bergspitzen geringer als unter den Thälern.

Diese Verhältnisse sind von grosser Wichtigkeit für die Praxis. Wegen der Zunahme der Hitze mit der Tiefe wird die Arbeit an tieferen Stellen der Schachte sehr erschwert und verteuert. So z. B. hat man die Bearbeitung des ausserordentlich reichen Comstock-Ganges in Nevada auf Silber und Gold wegen der hohen Temperatur teilweise aufgeben müssen. Man sucht dieser Unannehmlichkeit vielfach so abzuhelfen, dass die Bohrmaschinen mit zugeleiteter komprimierter Luft getrieben werden, welche bei ihrer Ausdehnung sich stark abkühlt und so eine erfrischende Ventilation zustande bringt.

Da nun die Temperatur mit der Tiefe zunimmt und kein Grund vorliegt, anzunehmen, dass die Zunahme in der Nähe der Erdoberfläche (man hat nur 2 km tiefe Bohrlöcher gebohrt, d. h. man ist nur bis zu dem 3200. Teil ins Erdinnere eingedrungen) anders wäre als in tieferen Schichten, so hat man allen Anlass, zu schliessen, dass die Erdtemperatur bis zu grossen Tiefen ungefähr ebenso schnell zunimmt wie in den Bohrlöchern gefunden ist. Dies muss in der That der Fall sein. Denn zufolge des Temperaturfalles nach aussen fliesst Wärme aus den obersten Erdschichten immer zum Weltraum hinaus. Der stationäre Zustand, welcher jetzt herrscht, verlangt aber, dass ebensoviel Wärme von den weiter innen belegenen Erdschichten nachfliesse, was einen ähnlichen Temperaturfall in diesen Schichten als nötige Vorbedingung voraussetzt. In denjenigen Erdschichten, welche ungefähr so zusammengesetzt sind wie die feste Erdkruste, ist auch der Temperaturfall ungefähr ebenso gross wie in den oberen Erdschichten. Die geothermische Tiefenstufe beträgt in den meisten Fällen zwischen 25 und 50 m; es sollte demnach die Temperatur bei 1000 m Tiefenzunahme um 40 bis 20° ansteigen, oder im Mittel mit 30°. Demnach wäre eine Temperatur von 2000° C. in einer Tiefe von nur 50 bis 100 km erreicht. Bei dieser Temperatur sind beinahe alle Stoffe, die wir kennen, speziell die gewöhnlichen Bestandteile der Erdkruste und das Eisen des Erdinnern geschmolzen. Einige Stoffe, besonders Kohle, und einige Oxyde halten wohl diese Temperatur noch aus, sie lassen sich aber ohne Zweifel in den anderen Stoffen, wie Eisen, bezw. Silicaten, lösen oder geben zu

Reaktionen mit den anderen Körpern Anlass, wodurch sie in leichter flüssige Verbindungen übergehen.

Man muss demnach annehmen, dass schon in etwa einem Hundertstel der Tiefe eines Erdhalbmessers die Erde ausschliesslich aus geschmolzenen feurigflüssigen Massen bestehen würde. In vulkanischen Gegenden hat man das flüssige Erdinnere als noch viel näher der Erdoberfläche liegend vorauszusetzen, indem die geothermische Tiefenstufe daselbst relativ gering ist. Wahrscheinlich giebt es da Stellen, wo das flüssige Magma nicht viel tiefer als einige Kilometer unter der Erdoberfläche liegt, was auch von den Vulkanologen meistens vorausgesetzt wird.

Dagegen ist die Einwendung geltend gemacht worden, dass die meisten Körper bei der Schmelzung sich ausdehnen, und der Schmelzpunkt dieser Körper steigt mit zunehmendem Drucke. Unter den ausserordentlich hohen Drucken im Erdinnern — bei einem spezifischen Gewicht der Erdkruste von 2,6 nimmt der Druck um etwa 250 Atmosphären pro Kilometer zu, in einer Tiefe von 60 km wäre demnach der Druck 15000 Atmosphären — könnte, nach Ansicht einiger Forscher, der Schmelzpunkt der Körper so stark gestiegen sein, dass man in grossen Tiefen, ungeachtet der da herrschenden hohen Temperatur, das Bestehen von festen Körpern voraussetzen könnte. Neuere Untersuchungen, besonders von Tammann, bestätigen diese Schlussweise nicht, sondern machen es wahrscheinlich, dass bei genügend hohen Drucken alle Körper sich wie Wasser bei Atmosphärendruck verhalten, d. h. niedrigeren Schmelzpunkt bei zunehmendem Drucke erhalten. Ja es ist sogar nach diesen Untersuchungen wahrscheinlich, dass bei genügend hohen Drucken der feste Zustand nicht stabil ist. Man hat deshalb allen Grund, sich der früher allgemein angenommenen von Arago und Humboldt stammenden Ansicht anzuschliessen, wonach die feste Oberflächenschicht der Erde nur eine unbedeutende Tiefe besitzt.

Der Zustand des Erdinnern. Gegen diese Annahme scheinen wohl die Berechnungen von Darwin und Lord Kelvin über die Gezeiten als auch diejenige von Hopkins über die Präcession und Nutation zu streiten. Aus diesen letzteren schloss Hopkins, dass mehr als die Hälfte der Erde eine feste Kruste bildet, deren Dicke mehr als ein Viertel des Erdhalbmessers aufnimmt. Über diese scheinbare Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung ist schon oben (S. 276) etwas gesagt worden. Jedenfalls muss unter den hohen Drucken im Erdinnern die Masse in

einem sehr komprimierten Zustande sich befinden. Dadurch werden die Molekularkräfte stark gesteigert und die Zähflüssigkeit bedeutend erhöht. Die Flüssigkeiten im Erdinnern benehmen sich demnach viel eher wie Flüssigkeiten von der Natur des Peches oder Siegellackes, welche wir für gewöhnlich als feste Körper ansehen, als wie gewöhnliche Flüssigkeiten (z. B. Wasser oder Quecksilber unter Atmosphärendruck). Es geben ja auch unter genügendem Druck die gewöhnlichen Metalle nach und lassen sich deformieren, d. h. verhalten sich wie Flüssigkeiten. Auf diesen Umstand ist die Münzenprägung begründet. Auch einige Gesteine sind, wie Kick gezeigt hat, unter hohem Druck plastisch. Man findet auch häufig in der Natur Flintenballen und andere Steine, die durch Druck abgeplattet sind.

Eine ähnliche Plasticität charakterisiert den innersten Teil der Erde, wo die Temperatur etwa von der Grössenordnung 100000^0 sein mag. Bei dieser Temperatur ist der kritische Punkt jeder Substanz überschritten. Es gilt demnach für die mittleren Teile der Erde dasselbe wie für die Sonne. Es dürfte der grösste Teil der Erdmasse sich in gasförmigem Zustande befinden. Dessen ungeachtet sind die schwersten Körper (Metalle) am stärksten in der Nähe des Mittelpunktes vertreten. Unter dem hohen Drucke und in der hohen Hitze bestehen auch Verbindungen, die bei gewöhnlichem Druck und Temperatur keineswegs existenzfähig sind, und die demnach, wenn sie plötzlich zu weniger tiefen Stellen verlegt werden würden, unter ungeheurer Wärmeentwickelung und Ausdehnung explodieren würden (vgl. S. 230).

Wir kommen also zu dem Schluss, dass die feste Erdrinde nur eine unbeträchtliche Dicke hat und in einer Tiefe von etwa 60 km in eine feurig-flüssige Masse übergeht — das sogenannte Magma — welches wohl hauptsächlich aus einem Schmelzfluss von Silicaten besteht. Noch tiefer, etwa 300 km unter der Erdoberfläche, nimmt alles den Gaszustand an. Der physikalische Unterschied dieser drei Aggregatzustände ist aber zufolge der Zähflüssigkeit des Magmas und der inneren Gase (wegen des hohen Druckes) nicht sehr gross, sondern praktisch genommen verhalten sie sich gegen nicht sehr langdauernde deformierende Kräfte wie feste Körper. Kräfte von kurzer Dauer können nur sehr geringfügige Verschiebungen bewirken. In dieser Weise werden die Resultate von Hopkins, Darwin und Lord Kelvin verständlich. Der Druck und die Temperatur steigen immer weiter gegen den Erdmittelpunkt hin. Die Zunahmen pro Kilometer müssen aber in tieferen Schichten, wegen der da abnehmenden Schwere und steigenden

Wärmeleitfähigkeit, geringer sein als in höheren. Im Mittelpunkt selbst werden sie, wie leicht ersichtlich, Null sein. Der Druck daselbst wird gewöhnlich zu etwa 3 Millionen Atmosphären, die Temperatur zu etwa 20000° C. geschätzt. Diese letzte Ziffer dürfte zu gering sein und dafür eher etwa 100000° C. angesetzt werden.

Wärmeverlust der Erde nach Aussen. Da die Temperatur der Erde kontinuierlich vom Mittelpunkte zur Oberfläche abnimmt, so muss zufolge der Gesetze der Wärmeleitung Wärme vom Erdinnern hinaus befördert werden, wo sie in den leeren Raum hinausstrahlt. Diese Zufuhr von Wärme aus dem Erdinnern ist, wie wir vorhin sahen, gegen diejenige von der Sonne so verschwindend, dass man sie bei der Berechnung der gewöhnlichen Wärmehaushaltung gänzlich ausser Acht lassen kann (vgl. S. 165).

Eine andere Folge wird aber dieser Wärmeverlust in der Länge der Zeit haben. Die ganze Erde zieht sich, wie die Sonne, zusammen, und dadurch entstehen aus der potentiellen Energie der Schwere neue Wärmemengen, welche die Zusammenziehung verlangsamen. Jedenfalls muss aber die Erde allmählich zusammenschrumpfen. Dies gilt zwar hauptsächlich für das Innere der Erde, denn die Erdoberfläche besitzt eine Temperatur, die beinahe ausschliesslich von der Sonnenstrahlung (und in geringerem Grade von der Beschaffenheit der Atmosphäre) abhängt. Von der Sonnenstrahlung und der Beschaffenheit der Atmosphäre wollen wir annehmen, dass sie im grossen und ganzen als konstant gesetzt werden können, was wohl auch nahezu erfüllt ist. Demzufolge wird die Erdkruste dem Erdinnern bei der Zusammenziehung nicht folgen. Sie bekommt dadurch Falten und Runzeln, und man ist einig darüber, diesen Umstand als den wichtigsten bei der Bildung von Gebirgsketten anzusehen.

Um eine Vorstellung von der Grössenordnung dieser Wärmeverluste zu erhalten, machen wir mit Nathorst die Annahme, dass der Erdhalbmesser sich seit der silurischen Zeit um etwa 5 km zusammengezogen habe. Danach wird, zufolge einer Berechnung von Ekholm, je nachdem man den linearen Ausdehnungskoefficienten der Erdmasse gleich 2.10^{-5} oder 5.10^{-5} setzt, die Verminderung der Erdtemperatur in dieser Zeit 16—40° C. betragen haben. Unter Annahme, dass die Wärmeleitfähigkeit der Erdschichten ungefähr so gross wie diejenige des Marmors sei (0,002) und dass die Wärmekapacität eines cm^3 der Erdkruste die Hälfte derjenigen des gleichen Volumens Wasser erreicht, sowie dass die geothermische Tiefenstufe 33 m beträgt, erhält man das Resultat, dass eine

Zeit von etwa 8 Millionen Jahren nötig ist, damit die mittlere Temperatur der Erde um 1^0 C. sinkt. Danach wären nach der Silurzeit etwa 120 bis 320 oder in rundem Maass etwa 200 Millionen Jahre verstrichen. Aus dieser Schätzung ersieht man, wie ungeheuer langsam dieser Wärmeverlust stattfindet, und wie ausserordentlich lange Zeiträume nötig sind, damit die Erdkruste zufolge dieses Umstandes merklich zusammenschrumpft und sich mit Gebirgsketten überzieht.

Der Wärmezustand der Erde kann daher im grossen und ganzen als ein stationärer angesehen werden.

Alter der Erde. In letzter Zeit hat man häufig die Frage aufgestellt, wie alt die Erde ist. Damit meint man gewöhnlich: wie lange Zeit ist verflossen, seitdem die Erde eine feste Kruste erhielt, und wie lange hat das Leben auf der Erde gedauert?

Diese beiden Fragen müssen in der That nahezu in gleicher Weise beantwortet werden, denn wie Lord Kelvin hervorgehoben hat, sobald eine feste Kruste gebildet war, wurde die Wärmezufuhr vom Innern stark herabgesetzt, und die Oberflächentemperatur musste zufolge der Strahlung nach aussen sehr schnell sinken. Wie wir oben gesehen haben, beträgt die Wärmezufuhr aus dem Innern nicht mehr als ungefähr 0,1 Proz. von der mittleren Wärmezufuhr durch die Sonnenstrahlung. Als demnach die Erdkruste etwa tausendmal dünner war wie jetzt, d. h. nur etwa 60 m, war die Wärmezufuhr von Innen von derselben Bedeutung wie die Sonnenwärme. Zu dieser Zeit strahlte also die Erde doppelt so viel Wärme aus wie jetzt, ihre Temperatur war infolgedessen nach dem Stephanschen Gesetz (vgl. S. 166) nach der absoluten Skala 19 Proz. höher. Die Temperatur der Erde war folglich, schon als die Dicke der Kruste nicht mehr als 60 m erreichte, nur 70^0 C. Bei dieser Temperatur oder sogar bei $80—90^0$ C. können Algen gedeihen, wie die Algenvegetation der Geysirs bezeugt. Die grosse Menge von Wasserdampf in der Atmosphäre und die damit folgende starke Wolkenbildung diente wohl der Erde zu einem bedeutenden Wärmeschutz, aber trotzdem kann nicht lange Zeit verflossen sein, zwischen dem Moment, in welchem die Erde sich mit einer festen Kruste bedeckte, und demjenigen, in welchem die Kruste eine Dicke von 60 m erreicht hatte, wonach Organismen auf ihrer Oberfläche fortkommen konnten. Lord Kelvin schätzt sie zu weniger als 100 Jahren. Keinesfalls dürfte sie mehr als 10000 Jahre betragen haben.

Lord Kelvin hat ausserdem einige Berechnungen ausgeführt, welche zur Schätzung der Länge der seit der Krustenbildung verflossenen

Zeit dienen sollen. Bei diesen Berechnungen sind die eingehenden Grössen, Wärmeleitungsvermögen der Erdkruste, geothermischer Gradient, Wärmekapazität und Erstarrungstemperatur mit grossen Unsicherheiten behaftet.

Bei einer Berechnung nimmt Lord Kelvin an, dass, als die feste Kruste sich abschied, die Erdkugel eine einheitliche Temperatur von 7000° Fahrenheit besass und gegen ein Medium strahlte von — 7000° F. (Annahmen, die offenbar sehr wenig der Wirklichkeit entsprechen). Er erhielt auf diese Weise eine Zeit von etwa 100 Millionen Jahren. Je nach den numerischen Werten, welche er den obengenannten Grössen zuerteilte, konnte er Grenzen von zwischen 20 und 400 Millionen Jahren für die seit dem Anfang der Krustenbildung verflossenen Zeit feststellen. Seitdem hat er die Rechnung wiederholt — er nahm dabei die uniforme Ausgangstemperatur gleich 1200° C. an — und fand die Grenzen zu zwischen 20 und 40 Millionen Jahren zusammengedrängt. An der anderen Seite möge es erwähnt werden, dass Perry, welcher die Kelvinsche Rechnung mit anderen, ihm als mehr naturgemäss erscheinenden Daten wiederholte, einen Wert von 9600 Millionen Jahren erhielt. Wenn man die Rechnung so macht, dass man nicht eine gleichmässige Anfangstemperatur annimmt, sondern, wie wohl nahe richtig, die nach aussen abnehmende Temperatur im Erdcentrum gleich 100000° C. setzt, so erhält man einen Wert von 65000 Millionen Jahren (Ekholm).

Eine andere Methode ist diejenige, von welcher wir oben nach Ekholms Rechnung ein Beispiel gegeben haben. Die neueste Berechnung der Oberflächenschrumpfung von Rudzki führt zu dem Schluss, dass etwa 12 Prozent der Erdoberfläche Faltungen seit der Silurzeit unterworfen gewesen sind. Die gesamte Faltung sollte nach einer niedrigen Schätzung einer Oberflächenverminderung von 8 Millionen km^2 oder etwa 1.6 Proz. der jetzigen Erdoberfläche entsprechen. Demnach hätte der Erdhalbmesser um 0,8 Proz., d. h. rund um 50 km seit der Silurzeit abgenommen. Diese Schätzung kommt derjenigen von Heim, welcher 64 km für die genannte Grösse annimmt, ganz nahe. Danach wären die oben angegebenen Daten von Ekholm mit 10 zu multiplizieren, und wir erhielten als Endresultat etwa 2000 Millionen Jahre.

Bei dieser Rechnung ist es angenommen, dass die geothermische Tiefenstufe seit der Silurzeit unverändert geblieben ist. Rudzki macht eine andere Annahme, dass sie früher geringer war wie jetzt, und zwar (nach Kelvin) proportional der Quadratwurzel aus der Zeit, welche

seit der Entstehung der ersten festen Erdkruste verflossen ist. In dieser Weise erhält er einen Wert von etwa 500 Millionen Jahren.

Eine dritte Methode geht von der Betrachtung aus, dass alle Kalksteine in der Erdkruste aus dem Calciumcarbonat gebildet sind, welches von dem Wasser der Flüsse zum Ozean geschleppt wird. Die letzte Schätzung dieser Grösse stammt von E. Dubois, welcher von der Annahme ausgeht, dass die Luft 2432 mal mehr Kohlensäure enthält, als die Menge von Calciumcarbonat, welche jährlich zum Meer geführt wird. Die sedimentären Kalksteinlager sollten 18550 mal so viel Kohlensäure enthalten wie die Luft, folglich wären zur Bildung dieser Lager $2432 \times 18550 = 45$ Millionen Jahre nötig. Nachdem er einige Korrektionen eingeführt hat, kommt er zu dem Schluss, dass seit der Erstarrung der Erdkruste wenigstens einige zehn Millionen und möglicherweise mehr als 1000 Millionen Jahre verflossen sind.

Joly findet in ähnlicher Weise, dass dieselbe Zeit nicht wohl 95 Millionen Jahre überschreiten kann. Mellard Reade schätzt die Menge Kochsalz, welche pro Jahr dem Ozean zugeführt wird, und kommt zu dem Schluss, dass 166 Millionen Jahre nötig waren, um die jetzige Kochsalzmenge im Weltmeer durch die Flüsse hinunter zu transportieren. Da nun in früheren Zeiten kolossale Salzlager (z. B. bei Stassfurt) aus dem Weltmeere auskrystallisiert sind, muss man die genannte Zahl vervielfachen, um richtig zu treffen.

Die Schätzung, welche am bündigsten für das hohe Alter der Erde spricht, ist auf geologische Betrachtungen gegründet. Die Rinne, welche der Lorenzofluss unter Niagara in den Felsen hineingeschnitten hat, ist 60—90 m tief uud 11 km lang. Nach dem jetzigen Fortschreiten dieser Aushöhlung schätzt man, dass die Bildung der Rinne 10000 Jahre in Anspruch genommen hat. Wie viel längere Zeit wird zur Ausgrabung des berühmten Cañon des Coloradoflusses, welcher 480 km lang und bisweilen über $1\frac{1}{2}$ km tief ist, nötig gewesen sein? Und dieser Cañon hat sich in den letzten geologischen Zeiträumen gebildet.

In den Appalachen Nordamerikas giebt es sedimentäre Schichten von mehr als 12000 m Gesamtdicke, welche alle seit dem Beginn der Silurzeit gebildet sind. Sie haben sich im Meere abgesetzt. Ähnliche massive Bildungen schreiten jetzt vorwärts mit einer Geschwindigkeit, die selten nach Millimetern pro Jahr gerechnet werden kann.

Archibald Geikie macht folgende Schätzung. Die sedimentären Schichten der Erdkruste würden übereinandergelagert eine Dicke von ungefähr 30000 m aufnehmen. Die Bildungsgeschwindigkeit solcher

Schichten wird zu 1 m in 2900 bis 22700 Jahren geschätzt. Folglich verlangte die Bildung der sedimentären Schichten eine Zeit von zwischen 73 und 680 Millionen Jahren. Sederholm findet in ähnlicher Weise 1000 Millionen Jahre.

Die Zeit, welche nach der grossen Vereisung verflossen ist, wird zu etwa 100000 Jahren geschätzt. Diese Zeit ist nur eine kurze Episode, im Vergleich zur vorvergangenen Tertiärzeit, deren Dauer zu mehreren Millionen von Jahren geschätzt werden muss. Und diese Zeit ist wiederum nur ein kleiner Bruchteil der seit der Silurzeit verflossenen Epoche, deren Länge von Arch. Geikie zu wenigstens 100 Millionen Jahren angenommen wird. Und man ist allgemein der Ansicht, dass der vor der Silurzeit oder richtiger vor der kambrischen Zeit vergangene Zeitraum, in welchem organisches Leben auf der Erde existierte, bedeutend viel grösser ist als der nachher kommende. Darauf deutet die starke Differentiation der in den ersten petrifikat-führenden Schichten aufbewahrten Reste von Organismen, welche ja nach der jetzt vorherrschenden darwinistischen Anschauung alle sich aus ähnlichen Urahnen haben entwickeln müssen. Die spätere Evolution der Organismen ist nur ein geringer Bruchteil von dem nach der Darwinschen Theorie postulierten präkambrischen.

Nach den geologischen Daten ist man daher geneigt, die Grössenordnung der Existenzzeit von Organismen auf unserer Erde zu einer Milliarde von Jahren zu schätzen. Wir kommen offenbar auf diesem Wege zu Zeiträumen, welche merkliche Bruchteile der oben für die Existenzzeit der Sonne berechneten (vgl. S. 163) ausmachen.

Die Gesteine der Erdkruste. Bei vielen Gesteinen fällt es sofort auf, dass sie aus parallelen Schichten, die aufeinander gelagert sind, bestehen (vgl. Fig. 89). Die Geologen erklären diese Erscheinung so, dass die betreffenden Erdmassen sich am Boden von Wasserbecken abgesetzt haben Die Flüsse schleppen Partikelchen von den durchströmten Gegenden zum Meere mit. Die gröbsten werden nahe an der Flussmündung als Sandschichten abgelagert, die feineren werden weiter hinaus als Thon abgesetzt. Wegen der raschen Sedimentation in salzhaltigem Wasser geschieht dieser Absatz nicht weiter als einige hundert Kilometer von der Küste auf der sogenannten Kontinentalstufe.

Nun geschieht es, dass der betreffende Fluss zu einigen Zeiten anschwillt und mehr und gröberen Detritus ablagert, als zu anderen Zeiten, in welchen er weniger Wasser und Schlamm führt. Demzufolge wird

die Ablagerung periodische Wechsel in Korn, Dichte, Farbe und Festigkeit zeigen.

Da der Meeresboden zum weit überwiegenden Teil horizontal ist, so waren diese sedimentären Schichten anfangs horizontal. Wenn sie dies noch sind, haben sie ihre alte Lage in der Hauptsache behalten. Sehr

Fig. 89. Sedimentäre Schichten vom Yellowstone-Thal, Nordamerika.

häufig sind sie aber zufolge der Schrumpfung der Erdkruste aufgerichtet und in der mannigfaltigsten Weise verbogen.

Häufig haben sich auf solchen aufgerichteten Schichten neue horizontale Schichten aufgelagert, welche wiederum aus der horizontalen Lage verschoben sein können.

Bei der Faltung sind die Schichten häufig so stark gebogen, dass ihre Einzelteile notwendig zerbrochen werden mussten. Trotzdem zeigen diese Schichten meistens makroskopisch keine Risse. Dies beruht offenbar darauf, dass die Biegung unter sehr hohem Druck der obenliegenden Schichten stattfand, sodass die Bruchstücke sich nicht zur Seite verschieben konnten. Unter dem Mikroskop zeigen sich aber die kleinen Risse deutlich.

Häufig entstehen aber bei solchen Deformationen grosse Risse, die mehrere Schichten durchsetzen. Längs einer solchen Spalte verschieben

sich die Schichten gegeneinander. Die Verschiebung oder Verwerfung kann sehr verschiedene Dimensionen nehmen, von einigen Millimetern (Fig. 90) bis zu Tausenden von Metern. Diese Verschiebungsspalten spielen eine sehr grosse Rolle bei den Erdbeben und den vulkanischen Erscheinungen.

Die meisten sedimentären Gesteine sind bei ihrer Ablagerung durch das darin enthaltene Wasser ganz weich wie Thon oder wenig zusammenhaltend wie Seesand. Wenn sie unter hohen Druck zufolge von überlagernden Schichten geraten, und besonders wenn sie durch tiefe Lage eine erhöhte Temperatur erhalten, werden sie hart und gehen in wirkliche Gesteine über. Häufig wird dieser Prozess dadurch beschleunigt, dass durchsickerndes Wasser ein Cement absetzt, welches die verschiedenen Teile zusammenkittet. Vielleicht löst auch das Wasser unter hohem Druck und bei hoher Temperatur einen Teil (die kleinsten Partikelchen) des Sedimentes auf und krystallisiert es an anderen Stellen (den grösseren Partikelchen) aus, wodurch eine Cementation ohne Zufuhr von fremden gelösten Körpern zustande kommt.

Fig. 90. Gefalteter Schiefer mit zwei kleinen Verschiebungen (nach Heim).

Ausser diesen Gesteinen, welche aus Bruchstücken von anderen Gesteinen gebildet sind und „klastische Sedimente“ genannt werden, kommen sogenannte chemische Sedimente vor. Diese bestehen in Verbindungen, welche sich aus gesättigten Lösungen am Boden abscheiden, wie ohne Zweifel im Toten Meer jetzt geschieht. Die wichtigsten dieser Ablagerungen sind Steinsalz, Gips und Anhydrit.

Einige von den Verbindungen, welche in diesen chemischen Sedimenten vorkommen, haben ein hohes Interesse dadurch erhalten, dass sie unter einer bestimmten Temperatur nicht bestehen können. So z. B. ist Tachhydrit, der unter den Stassfurter Salzen vorkommt, nur oberhalb 22° (bei Atmosphärendruck) beständig, bei niedrigeren Tempera-

turen zerfällt er unter Wasseraufnahme in Chlormagnesium und Chlorcalcium nach der Formel:

$$Ca\,Cl_2\ 2\ Mg\,Cl_2\ 12\ H_2O + 6\ H_2O = 2\ (Mg\,Cl_2\ 6\ H_2O) + Ca\,Cl_2\ 6\ H_2O.$$

Tachhydrit — Wasser — Chlormagnesium — Chlorcalcium

Anwesenheit von fremden Salzen, wie Chlornatrium und Chlorkalium in der Sättigung entsprechenden Mengen übt keinen merklichen Einfluss auf die genannte Übergangstemperatur. Ebenfalls übt der Druck eine ausserordentlich geringe Wirkung aus, indem die Umwandlungstemperatur bei einer Drucksteigerung von 1 Atmosphäre um nur 0,017° C. zunimmt. Es erscheint demnach der Schluss berechtigt, dass die Tachhydrit-Ablagerungen in Stassfurt aus einem Wasser von über 22° C. abgesetzt sind. (Die mittlere Jahrestemperatur ist daselbst jetzt nur etwa 9° C.) Die Bedeutung dieses von van't Hoff und seinen Schülern festgestellten Umstandes für die geologische Forschung braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden.

Eine relativ untergeordnete Rolle spielen die chemischen Sedimente von Kieselsäure (Kieselsinter) und Kalk (Kalktuff, Travertin). Dieselben setzen sich gewöhnlich in der Nähe stark kieselsäure- oder kalk-haltiger Quellen ab. Die bekanntesten Ablagerungen dieser Art finden sich an den Geysirs (Kieselsinter), an Wasserfällen, z. B bei Tivoli (Travertin) und an Thermen, beispielsweise der Karlsbader Quelle (Sprudelstein). Diese Ablagerungen sind insofern von Wichtigkeit, als dieselben die Abdrücke von organischen Bildungen enthalten, welche in der Nähe der Quelle gelebt haben (vgl. Fig. 91). Diese Absätze gehören zu jungen Zeitepochen und ihre Fossile entsprechen noch lebenden Landpflanzen und Tieren. Sie geben infolgedessen sehr interessante Aufschlüsse über die Änderung des Pflanzen- und Tierlebens und damit des Klimas in jüngst vergangener Zeit.

Grosse Ablagerungen von kohlensaurem Kalk finden sich in den Stalaktiten- und Stalagmitenbildungen der unterirdischen Höhlen. Auch in vom Meer abgeschlossenen Teilen hat es passieren können, dass das Wasser an Calciumkarbonat übersättigt wurde und dasselbe am Boden absetzte. Diese Bildungsweise besitzen wahrscheinlich die sogenannten Oolithe, kugelförmige Konkretionen von Kalkstein, der lithographische Schiefer von Solnhofen, u. s. w.

Sonst wird das Calciumkarbonat aus dem Wasser durch Mitwirkung von Tieren oder Pflanzen abgesondert. Die abgestorbenen Teile dieser Organismen liefern das Material der sogenannten organogenen Sedi-

mente. Da das Meereswasser, wenigstens in der Gegenwart, in Bezug auf Kalk nicht gesättigt ist, so kann der Kalk auf diesen Organismen nicht durch eine einfache Auskrystallisation ausgeschieden werden. Vielmehr findet ein chemischer Ausscheidungsprozess statt, und der Kalk wird von organischen Geweben eingekapselt, wodurch er vor der Auflösung bewahrt wird. Diese organischen Gewebe schützen auch den Kalk einige Zeit

Fig. 91. Travertin mit Blattabdrücken von Tivoli.

nach dem Tod und haben auf diese Weise mächtig zur Fossilbildung beigetragen. Andere organogene Sedimente sind die Steinkohlen- und Braunkohlenlager, der Torf u. s. w. Sie spielen in Bezug auf Häufigkeit eine untergeordnete, in wirtschaftlicher Hinsicht aber eine sehr bedeutende Rolle.

Ganz anders verhalten sich die Massengesteine, von welchen das verbreitetste der Granit ist. Diese Gesteine treten nicht geschichtet, sondern in Kuppen, Decken, Gängen auf. Sie sind durch Erstarrung des Magmas aus dem Erdinnern entstanden und entstehen noch als vulka-

nische Bildungen. Sie nehmen nach Tillo etwa 4 Proz. der untersuchten Erdoberfläche ein. Die Granite kommen wahrscheinlich als Unterlage der sedimentären Schichten überall vor.

Die Massengesteine haben eine ziemlich einförmige Zusammensetzung. Sie bestehen aus Kieselsäure und Silikaten, hauptsächlich von Alkalimetallen, Magnesium, Kalk, Eisen und Thonerde. Der Kieselsäuregehalt kann zwischen 85 und 40, selten 30 Proz. schwanken. Je nach der

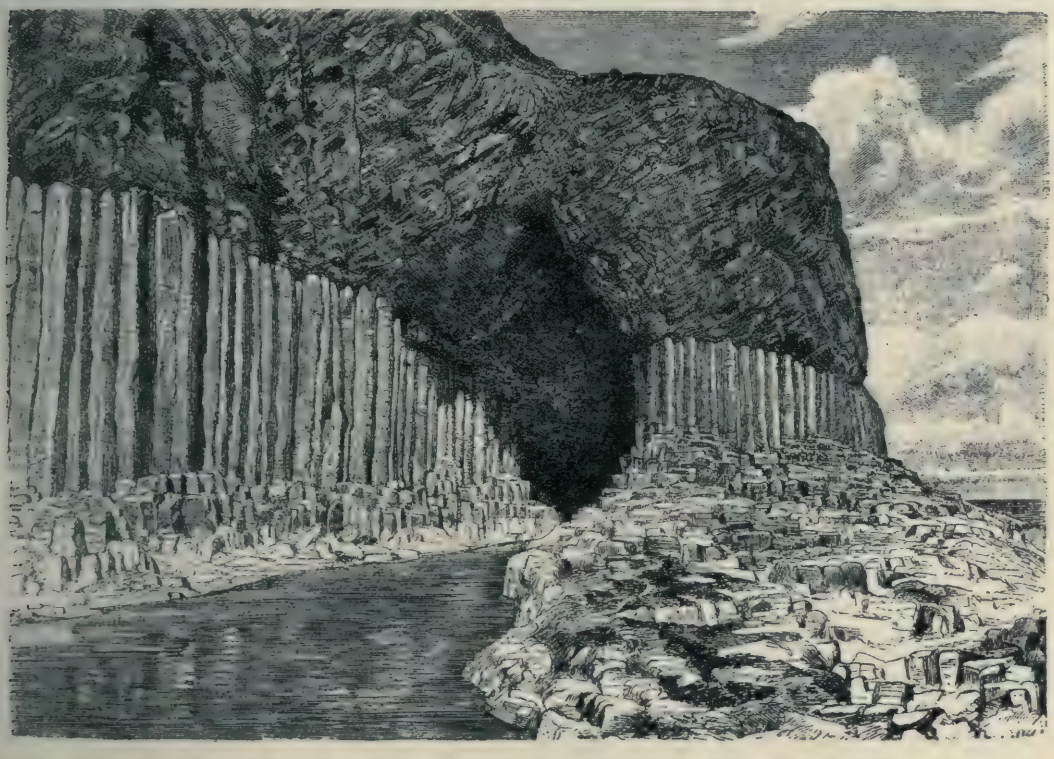


Fig. 92. Die Fingalshöhle auf Staffa, Schottland.

Grösse derselben werden die Gesteine sauer oder basisch genannt. Einige Analysen der gewöhnlichsten Massengesteine sind auf folgender Seite zusammengestellt.

Je nach der Länge der Zeit, welche den Magmen zu ihrer Abkühlung gegeben wurde, besitzen die daraus entstandenen Massengesteine mehr oder weniger entwickelte Krystalle. Die grössten Krystalle besitzen die Pegmatite, bei deren Erstarrung wahrscheinlich grosse Mengen von Wasserdampf das Magma relativ leichtflüssig machten. Danach kommen die gewöhnlichen Granite, welche tief unter der Erdoberfläche erstarrt sind. Eine mikrokrystallinische Struktur besitzen die Basalte, welche häufig wie in der berühmten Fingalshöhle auf Staffa senkrecht zur kühlen Oberfläche säulenartig zerklüftet sind (vgl. Fig. 92).

Prozentische Zusammensetzung einiger Massengesteine, zusammengestellt nach Rosenbusch.

		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
Kieselsäure	SiO_2	84,6	72,2	65,9	59,7	44,8	68,36	54,39	49,27	45,79	43,63	41,60
Thonerde	Al_2O_3	7,8	9,7	11,0	11,4	13,0	13,24	10,09	18,54	17,99	14,14	37,20
Eisenoxyd	Fe_2O_3	0,8	—	—	2,0	3,3	1,29	7,07	6,98	11,01	7,72	3,21
Eisenoxydul	FeO	—	5,9	6,4	4,9	3,4	3,39	5,79	5,62	4,33	4,96	0,30
Magnesia	MgO	—	3,8	4,3	7,9	12,2	1,15	6,49	3,76	5,14	9,73	0,02
Kalk	CaO	0,5	4,4	5,2	9,8	16,2	2,51	8,89	10,38	5,53	11,83	0,23
Natron	Na_2O	3,6	3,4	2,6	3,2	1,8	2,05	4,16	3,45	3,39	2,84	0,07
Kali	K_2O	3,1	0,6	4,6	1,1	0,3	5,34	2,17	2,22	3,30	1,45	—
Wasser	H_2O	—	—	—	—	—	2,63	0,57	—	3,93	3,22	13,54

I. Alkaligranit, Bühlberg bei Eibenstock. II. Tonalit, Avio-See, Adamello. III. Hornblendesyenit, Plauenscher Grund bei Dresden. IV. Diorit, Schwarzenberg bei Barr, Unter-Elsass. V. Hornblendegabbro, Pavone bei Ivrea, Piemont. VI. Hypersthenandesit, Norra Dellen, Schweden. VII. Dolerit, Westliches Plateau, Branshohl, Meissner, Hessen. VIII. Ätnalava vom 30. Januar 1865, Lingua grossa. IX. Diabas, porphyrartig, Öje, Dalekarlien. X. Basalt, deckenförmig, Steinwand bei Bachelsdorf unfern Tetschen. XI. Typisches „Soapstone", Musora-Mine, Michigan. (I—V sind Tiefengesteine, VI—XI Oberflächengesteine. In jeder Gruppe sind die sauersten Gesteine zuerst aufgezählt.)

VI enthält ausserdem 0,27 Proz. Manganoxydul, MnO, X 0,94 Proz. Phosphorsäure, P_2O_5, und XI 3,79 Proz. Titansäure, TiO_2, 0,08 Proz. MnO, 0,14 Proz. P_2O_5 und 0,38 Proz. CO_2; der hohe Wassergehalt und der Kohlensäuregehalt geben eine ziemlich weitgehende Verwitterung dieses Gesteins an.

Als Glas erstarren die Obsidiane, Bimssteine und ähnliche Produkte. Amorphes Glas kommt auch in krystallisierten Massengesteinen häufig vor, ihre Erstarrung aus feurig-flüssigem Zustand angebend.

In diesen Gesteinen trifft man häufig andere interessante Einschlüsse, die bei der Erstarrung entstanden sind und zufolge der Zusammenziehung nicht ihren ursprünglichen Raum ausfüllen, wodurch ein Bläschen gebildet wurde (Fig. 93). Sie sind meistens mikroskopisch Aus der Grösse dieses Bläschens relativ zur umgebenden Flüssigkeit kann man den Druck schätzen, welcher bei der Erstarrung herrschte. Da die Bläschen im allgemeinen sehr klein sind, muss man auf einen sehr hohen Druck schliessen. Die Flüssigkeit besteht für gewöhnlich aus Wasser, häufig mit darin gelösten Salzen, welche bisweilen auskrystallisieren, sehr oft auch aus Kohlensäure. Diese letzte kann man daran erkennen, dass bei einer mässigen Erhitzung (über 33° C.) das Bläschen verschwindet, indem die Kohlensäure den kritischen Punkt überschreitet.

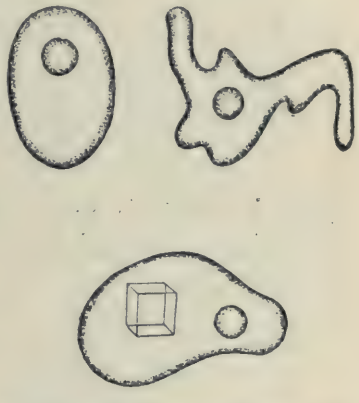


Fig. 93. Einschlüsse. Die untere Blase enthält einen würfelförmigen Kochsalzkrystall.

Sehr eigentümlich sind die krystallinischen Schiefer, welche gewissermaassen einen Übergang zwischen den geschichteten und den Massengesteinen bilden. Diese Gesteine, deren wichtigste Vertreter Gneis, Glimmerschiefer, Chloritschiefer, Talkschiefer und Marmor (Urkalk) sind, zeigen durch ihre Parallelstruktur eine gewisse Ähnlichkeit mit den sedimentären Ablagerungen, mit den Massengesteinen wiederum dadurch, dass sie krystallinisch sind. Es giebt auch alle möglichen Übergänge zwischen beispielsweise Glimmerschiefer und dem sedimentären Thonschiefer auf der einen, zwischen Gneis und Granit auf der anderen Seite.

Ein grosser Teil der krystallinischen Schiefer ist unzweifelhaft durch Verschieferung unter hohem Druck aus Massengesteinen entstanden.

Seitdem Reusch gezeigt hatte, dass in der Umgebung der Stadt Bergen in Norwegen krystallinische Schiefer zu finden sind, welche Fossile enthalten, war es deutlich, dass diese durch Metamorphosen an sedimentären Schichten haben entstehen müssen. Ähnlich ist das Verhalten der teilweise fossilführenden Marmorlager bei Carrara, welche aus einer so späten Epoche wie der Tertiärzeit stammen.

Eine solche Umwandlung kann dadurch zustande kommen, dass ein

Magmastock zwischen sedimentären Bergarten einsetzt und dieselben hoher Temperatur und hohem Druck aussetzt. Unter diesen Bedingungen steigt die lösende Kraft des anwesenden Wassers bedeutend und in genügend langer Zeit kann eine starke Krystallisation eintreten.

Noch gewöhnlicher als diese sogenannte Kontaktmetamorphose scheint die Dynamometamorphose zu sein. Lossen beobachtete zuerst, dass die jüngeren krystallinischen Schiefer sich vorzugsweise da gebildet haben, wo die ursprüngliche Schichtung stark verbogen ist, eine Beobachtung, welche sich bewährt hat. Diese Teile sind einem sehr starken Druck unterworfen gewesen. Damit die für die Krystallisation nötige hohe Temperatur erreicht wurde, mussten die Schichten dem Druck nachgeben. Die dabei entstandene Reibung und die Kompressionsarbeit unter Drucken, die gegen Hunderttausende von Atmophären erreichen mögen, können eine für das Zustandebringen der Krystallisation nötige Wärme erzeugen. In Fällen, wo der Druck nicht genügend war, trat die Verbiegung ohne krystallinische Umwandlung ein.

Es ist auch wohl denkbar, dass am Boden des Urmeers die Temperatur genügte, um die daselbst abgelagerten Sedimente allmählich in krystallinische Schiefer umzuwandeln. In dieser Weise sind, nach der Ansicht einiger Forscher, die ältesten Gneise, die sogenannten Fundamentalgneise, entstanden.

Vulkane. Unter den Bergen der Erde haben die Vulkane lange die besondere Aufmerksamkeit durch ihre Wirksamkeit auf sich gezogen. Sie fördern nämlich aus dem Erdinnern kolossale Massen zu Tage und geben dadurch zu Bergbildung Anlass. Das gewöhnlichste Eruptionsprodukt ist wohl Wasserdampf, weshalb der thätige Vulkan beinahe immer zu einer starken Wolke an seiner Spitze Anlass giebt. Diese Wolke giebt häufig ausserordentlich heftige Niederschläge, oft unter Entladung von ungeheuren Mengen von Elektrizität. Dies trifft besonders bei den gewaltigen Explosionen ein, bei welchen die Wolke eine Höhe von gegen 10 km erreicht. Häufig nimmt die Wolke (bei ruhiger Luft) eine pinienförmige Gestalt an, wie schon Plinius im Jahre 79 beim heftigen Ausbruch des Vesuvs bemerkte. Die Grösse der Wolke in den nebenstehenden Figg. 94—96 kann man schätzen, wenn man weiss, dass der Vesuv sich etwa 1300 m über den Meeresspiegel erhebt.

In zweiter Linie kommt das andere einflussreiche Gas der Atmosphäre, Kohlensäure, in grosser Menge vor. Freier Wasserstoff, welcher mit Flamme verbrennt, ist auch (bei Kilauea in Hawaï) konstatiert worden. Ausserdem finden sich in geringerer Menge andere Gase, wie Schwefel, Schwefel-

wasserstoff, Chlorwasserstoff, Salmiak, seltener flüchtige Metallverbindungen, wie Chloride von Eisen und Kupfer, Borsäure u. s. w. in den gasförmigen Eruptionsprodukten vor. Von den festen Produkten

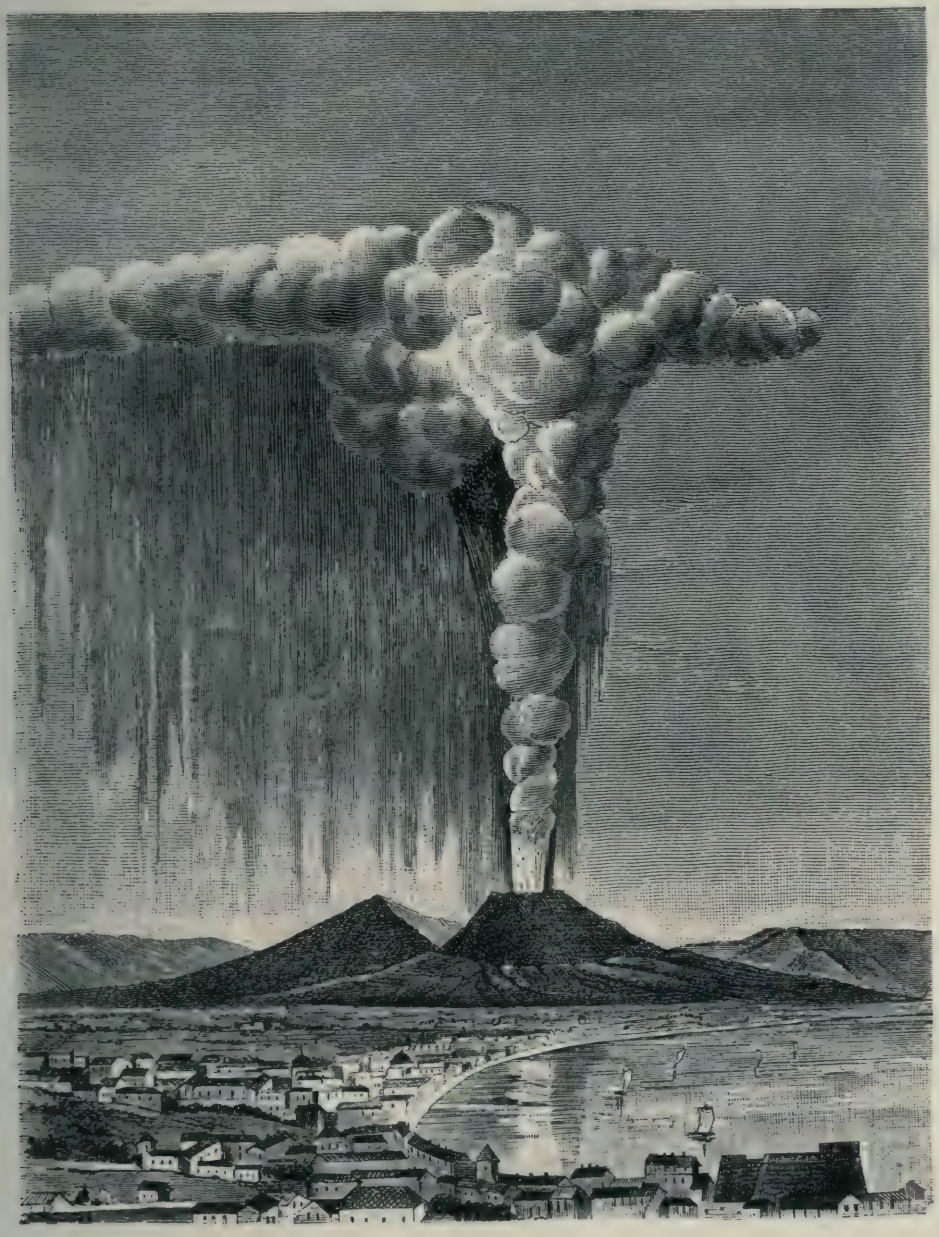


Fig. 94. Pinienförmige Wolke über dem Vesuv beim Ausbruche im Jahre 1822, nach Ponlett Scrope.

sind der Bimsstein und die Asche die wichtigsten. Diese beiden Produkte sind eigentlich Lava, welche durch heftiges Freiwerden von Wasserdampf, Kohlensäure und anderen Gasen in äusserst kleinen Staub zersprengt oder mit Blasen gefüllt ist. Grössere Gesteinsfragmente werden

Sand und noch grössere Bomben oder Lapilli genannt. Diese sind oft gewunden (Fig. 97), welches zeigt, dass sie in zähflüssigem Zustande aus-

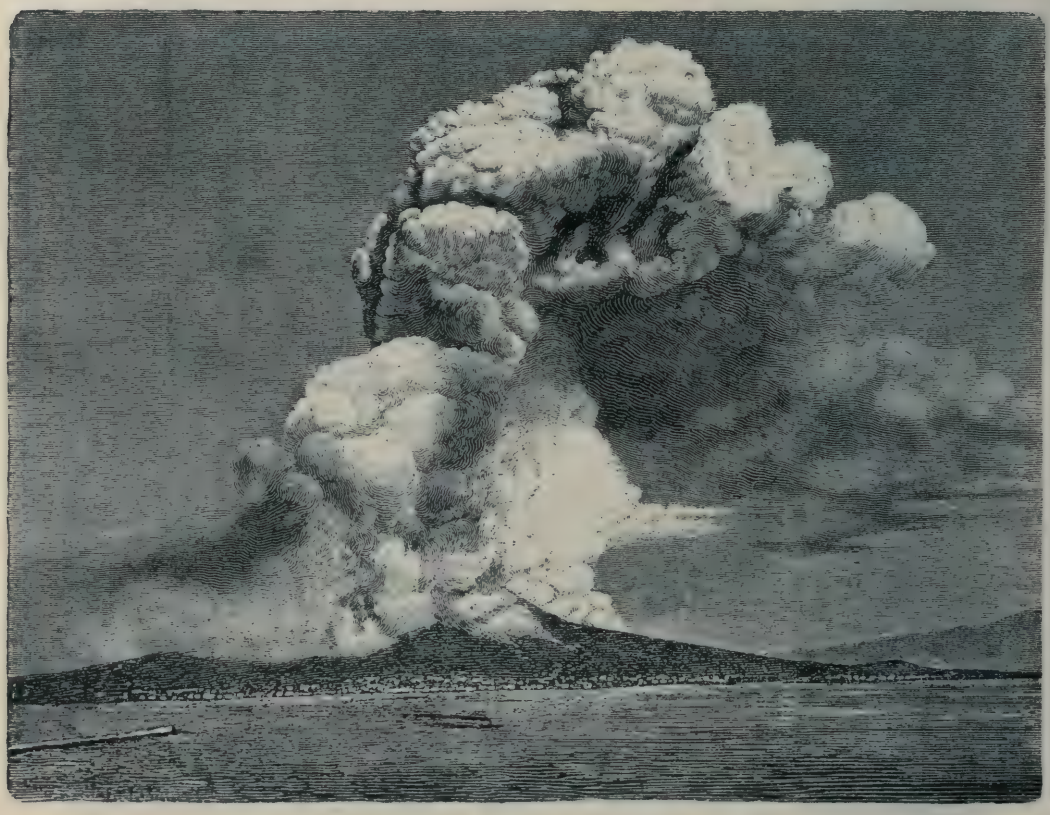


Fig. 95. Ausbruch des Vesuvs am 26. April 1872, nach Photographie v. Sommer.

geworfen, in der Luft durch deren Widerstand geformt und nachher erstarrt sind.

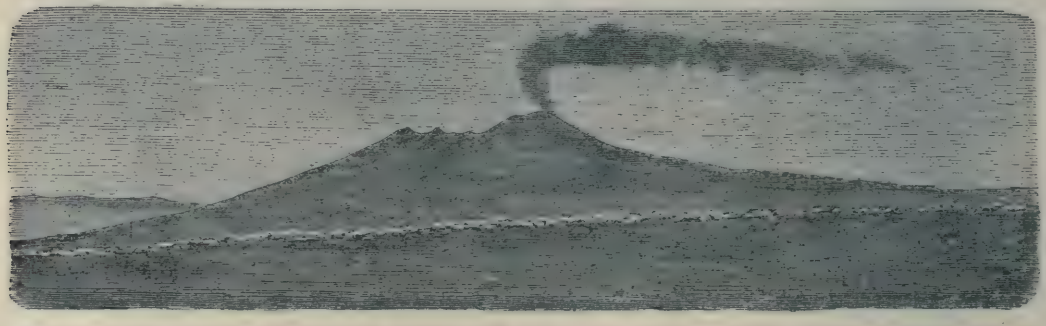


Fig. 96. Der Vesuv von der Insel Nisita gesehen. Die vulkanische Thätigkeit ist mässig.

Fallen diese losen Auswürfe ins Meer, wie bei unterseeischen Eruptionen, so entstehen sedimentäre Lager von vulkanischem Tuff,

welche die Abgüsse der in ihnen beerdigten Seetiere enthalten. Von dieser Art ist die Landschaft Campagna Felice bei Neapel.

Die Wolke über dem Vulkan löst sich bei der Eruption in einem äusserst heftigen Gewitterregen, einem wahren Wolkenbruch, auf.

Beim gleichzeitigen Herunterfallen von Regen und Asche entsteht ein breiartiger Schlamm, wozu auch die lockeren Teile des Vulkankegels beitragen, welcher die schwersten Verheerungen anstellt. So z. B. überdeckte solch' ein Brei Pompeji (79 n. Chr.) in einer Höhe von 7 Meter. Dabei schmiegte sich dieser Brei gänzlich an die Oberfläche der davon

Fig. 97. Eine „gedrehte Bombe" vom Vesuvausbruch im Jahre 1872.

getroffenen Gegenstände an und erhärtete danach als eine Art von Tuff, welcher getreue Abgüsse von den darin begrabenen, organischen, zum grossen Teil verschwundenen, Körpern lieferte.

Das Magma, welches nicht durch die Gewalt des Ausbruches in die Atmosphäre getrieben wird, fliesst häufig durch Risse im Vulkanberge und breitet sich als ein Lavastrom aus. Anfangs ist die Lava leichtflüssig, besonders wenn sie stark wasserhaltig ist. Später, wenn sie erkaltet, bedeckt sie sich mit einer festen Kruste und fliesst dann immer langsamer. Das gewöhnliche ist deshalb, dass der Lavafluss nicht besonders grosse Dimensionen annimmt und folglich keine grösseren Verheerungen anstellt. Die Kruste ist häufig durch Entweichen von Gasen ausserordentlich stark zerbrochen, so dass es oft unmöglich ist, einen solchen erstarrten Lavastrom zu passieren. Bisweilen breitet sich die Lava aus sehr grossen Rissen nach allen Seiten aus und überflutet dann grosse Landstrecken von mehreren tausenden Quadratkilometern,

Thäler ausfüllend und Hügel überdeckend. In solchen Fällen bilden sich grosse Plateaus. Dies scheint auf der stark vulkanischen Insel Island besonders häufig einzutreffen. In älteren Schichten der Erde trifft man nicht selten Bildungen dieser Art.

Sonst fallen die festen Auswurfstoffe zum grössten Teil in der Nähe der Auswurföffnung nieder, und in dieser Weise bilden sich die kegelförmigen Berge, welche die charakteristische Form der Vulkane besitzen. Die Neigung dieser Berge gegen den Horizont hängt von dem Böschungswinkel der Auswurfstoffe ab. Bei den leichten Aschenbestandteilen ist dieser Winkel recht gross, bis 25—30°, wie bei dem grossen vulkanischen Feuerberg Popocatepetl und bei dem prachtvollen japanischen Vulkane Fusi-Yama, welcher von den japanischen Künstlern so häufig wiedergegeben ist. (Fig. 98). Die niederen Abhänge des Berges, welche

Fig. 98. Der japanische Vulkan Fusi-Yama.

unter dem Einfluss des Regens abgesetzt sind, haben eine geringere Neigung (10—15°). Auch die höheren Teile des Aschenkegels werden von Niederschlägen mit Kannelierungen ausmodelliert, welche zu Thälern sich verbreitern, die häufig mit der üppigsten Vegetation bedeckt sind.

Viel geringere Neigung haben die relativ wenigen Vulkane — die typischen sind die hawaïschen Feuerberge Mauna Kea und Mauna Loa — welche durch ruhiges Ausfliessen von Lava gebildet sind. Trotz ihrer gewaltigen Höhe, welche beinahe diejenige vom Montblanc erreicht, besitzen diese Vulkankegel eine Neigung von nur etwa 9°. An dem Mauna-Loa ist der bekannte grosse Kraterkessel Kilauea (Figg. 101 und 102) gelegen, welcher in einer Ausdehnung von etwa 12 km² mit glühender Lava gefüllt ist. Diese wallende Lavamasse giebt durch Gasentbindung zu stetigen kleinen Explosionen Anlass, bei welchen die Feuerfontänen

etwa 20 m hoch hinaufspritzen. Bisweilen giesst sich dieser Lavasee durch Risse in den Kraterrändern aus und speist einen Lavafluss über die Bergabhänge, wonach die Lavamasse schnell zurücksinkt.

Die leichtere vulkanische Asche kann sehr weit durch Luftströ-

Fig. 99. Der Kraterkessel Kilauea nach C. E. Dutton.

mungen geführt werden, so z. B. von Island herüber nach dem europäischen Kontinent, von amerikanischen Vulkanausbrüchen quer über den Ozean nach der alten Welt. Am weitesten wurden die Aschenbestandteile beim Krakatauausbruch umhergeschleudert. Die feinsten Staub-

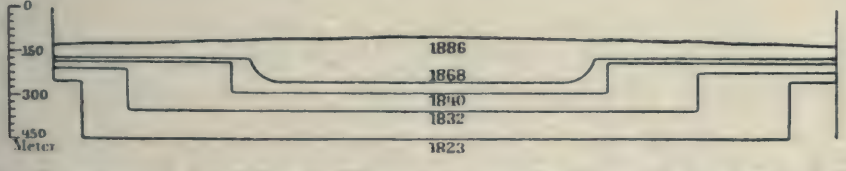


Fig. 100. Querschnitt des Kilauea-Kraters zu verschiedenen Zeiten nach J. D. Dana.

teile wurden über 30000 m in die Höhe getrieben und breiteten sich über die ganze Erde aus. Sie gaben sich mehrere Jahre lang durch prächtige „rote“ Sonnenuntergänge kund. Bei derselben Eruption wurden ungeheuere Massen von Bimsstein ins Meer geworfen, welche die Schiff-

fahrt in diesen Gegenden stark gefährdeten. Der Bimsstein, welcher häufig auf dem Meer herumtreibt, wird entweder zu den Küsten geworfen, wo er sich allmählich in Meeressand verwandelt oder er sinkt zum Meeresboden und bildet da vulkanische Schichten.

Bei den meisten Vulkanen kommen Lavaschichten abwechselnd mit Aschenschichten vor.

Die Eruptionen der Vulkane können sehr verschieden sein. Bisweilen verlaufen sie sehr ruhig wie in Hawaï. Dasselbe ist der Fall

Fig. 101. Die Innenwand des Rakata-Kegels nach Judd.

mit den Ausbrüchen des Liparischen Inselvulkanes Stromboli, welcher seit Jahrtausenden in stetiger Thätigkeit mit Intervallen von weniger als einer bis zwanzig Minuten ist, so dass er als der beste Leuchtturm für die Schiffahrenden mit seinen Flammen in der Nacht und seinem Rauch am Tage dient. Ganz anderer Art war der gewaltige Krakatau-Ausbruch vom 26.—27. August 1883. Dabei wurden etwa 18 km^3 in die Luft gesprengt. Mehr als die Hälfte der alten Vulkankegel wurde in die Höhe geblasen (vgl. Fig. 101). Von den 33 km^2 dieser Insel blieben nur 10,5 zurück. An der anderen Seite entstanden durch die

Aufhäufung der Auswurfstoffe zwei neue Inseln und andere Inseln wurden vergrössert. Trotz der wenig dichten Bevölkerung in diesen Gegenden (der Krakatau selbst war unbebaut) war der angerichtete Schaden sehr gross, man schätzt die Zahl der Opfer der Katastrophe zu 40000. Ein ähnlicher Ausbruch war derjenige des Vesuv (79 n. Chr.), wobei ein grosser Teil des alten Vulkans, dessen Überbleibsel unter dem Namen Monte Somma bekannt sind, in die Luft geblasen wurde. Bei dieser Gelegenheit wurden blühende Städte, wie Herculanum und Pompeji, unter Lava oder Asche begraben. Gerade diejenigen Vulkane, welche sehr lange Ruheperioden zwischen ihren Ausbrüchen besitzen, sind es, welche die grössten Verheerungen anstellen. Es wird die Ausflussröhre, welche im Krater mündet, durch erstarrte Lavamassen zugestopft, sodass die darunter entwickelten Dämpfe einen enormen Druck entwickeln müssen, bevor sie die hemmende Schicht wegreissen können. Nach 79 hat der Vesuv in den Jahren 203, 472, 512, 685, 993, 1036, 1139, 1500, 1631 und 1660 Ausbrüche gehabt. Seitdem ist er in beinahe unausgesetzter Thätigkeit. Sehr heftige Ausbrüche kamen in den Jahren 1794, 1822, 1872 und 1900 vor.

Wenn einmal die erstarrte Kruste in der Vulkanröhre so dick wird, dass sie nicht mehr dem Drucke der Lavamassen nachgiebt, so ist der Vulkan als erloschen anzusehen. Wie der Vesuv vor dem Jahre 79 n. Chr. zeigt, ist es häufig schwer zu sagen, ob ein Vulkan wirklich erloschen ist, oder nur seit historischer Zeit ruht. Wirklich erloschene Vulkane und Anzeichen ihrer Thätigkeit giebt es massenweise auf der ganzen Erde. Zu diesen gehören einige der höchsten Berge der Erde, wie Aconcagua in Südamerika (6970 m) und Kilimandjaro (6010 m) in Mittelafrika. Die bekanntesten Beispiele erloschener vulkanischer Thätigkeit bieten das Eifelgebiet in Deutschland, die Vulkane der Auvergne und die Phlegräischen Felder in Italien. Auch in England und Schottland trifft man häufig Basalte an, welche an eine in ziemlich neuer geologischer Zeit geschwundene vulkanische Thätigkeit erinnern. Von diesen Basalten sind wegen ihrer regelmässigen schönen säulenförmigen Bildung diejenigen der Fingalsgrotte berühmt (vgl. Fig. 92). Eine ähnliche sonderbare Bildung ist die Teufelswand in Nordostböhmen. In mehreren der erwähnten Gebiete finden sich noch Spuren einer vulkanischen Thätigkeit vor, welche in heissen Quellen, Gasausströmungen und Schlammvulkanen zu Tage treten.

Wassergase entströmen den Fumarolen, welche in Italien (z. B. Ischia), Griechenland (Melos), Island, Java, Neuseeland, Südamerika sehr

gewöhnlich sind. Kohlensäure ist das Hauptgas der Mofetten, die im Eifelgebiet, besonders im Brohlthal, sehr gewöhnlich sind. Die Hundsgrotte bei Neapel und das Todesthal auf Java gehören dieser Gruppe an. Die Solfataren lassen Schwefeldämpfe, schweflige Säure und Schwefelwasserstoff entweichen. Sie kommen häufig in Italien (die Phlegräischen Felder bei Neapel) und in Griechenland vor.

Thermen, Geysire und Schlammvulkane. Wo das Bodenwasser in die Nähe von alten oder neuen vulkanischen Herden gelangt, wird dasselbe erhitzt und erhält eine stark gesteigerte Fähigkeit, Mineralstoffe zu lösen. Die in dieser Weise entstehenden Quellen, die sogenannten Thermen, befördern deshalb grosse Mengen von gelösten Mineralbestandteilen zur Erdoberfläche, wo sie durch Auskrystallisieren besondere Bildungen — häufig in Kraterform — absetzen. Dies ist besonders der Fall mit den sogenannten Geysiren oder intermittierenden heissen Quellen, welche aus Island, Yellowstone Park (Fig. 102) in Nordamerika (altes Vulkangebiet) und Neuseeland bekannt sind.

Einige künstliche Quellen bieten eine gewisse Ähnlichkeit mit den Geysiren. Aus einem 2000 m tiefen Bohrloch bei der Stadt Kane in Pennsylvanien, sprang (Januar 1879) eine 30—50 m hohe Wasser- und Gassäule, die sich bisweilen entzündete, etwa alle 13 Minuten auf. Während das treibende Gas in diesem Falle Kohlenwasserstoff ist, wird die periodische Springquelle bei Kaschau in Ungarn, die etwa dreimal täglich Eruptionen hat, durch Kohlensäure getrieben. Nach der Eruption müssen neue Gasmassen eine Zeit lang zuströmen, um die zur Hebung der in der Röhre stehenden Wassersäule nötige Spannung zu erhalten.

Man erklärt die Unstetigkeit der Geysire so, dass man annimmt, das Wasser stehe in einem mehr oder weniger vertikalen Kanal aufgestaut. Die unteren Teile desselben befinden sich unter sehr hohem Druck. Wenn durch Wärmezufuhr aus dem Erdinnern der hoch über 100° C. belegene Siedepunkt (in 10, 50 bezw. 100 m Tiefe 121, 159 bezw. 185° C.) am Boden erreicht ist, entstehen Gasblasen, die in höheren Lagen sich stark ausdehnen, wodurch das Wasser ausgetrieben wird und der Druck sich stark vermindert. Das Sieden geht darauf nahezu explosionsartig vor sich, bis die Wassermasse sich so stark abgekühlt hat, dass Ruhe eintritt. Das ausgeschleuderte Wasser fliesst zum Teil zurück und neues Wasser wird von unten zugeführt, so dass, nachdem genug Wärme von unten zugeleitet ist, das Spiel wieder anfangen kann.

Etwas Ähnlichkeit mit den Vulkanen besitzen die Schlammvulkane,

gewöhnlicherweise relativ unansehnliche Bildungen, die Schlamm, Salzwasser und Gase (gewöhnlich Kohlensäure und Kohlenwasserstoffe) ausschleudern. Viele derselben liegen auf altem oder neuem vulkanischen

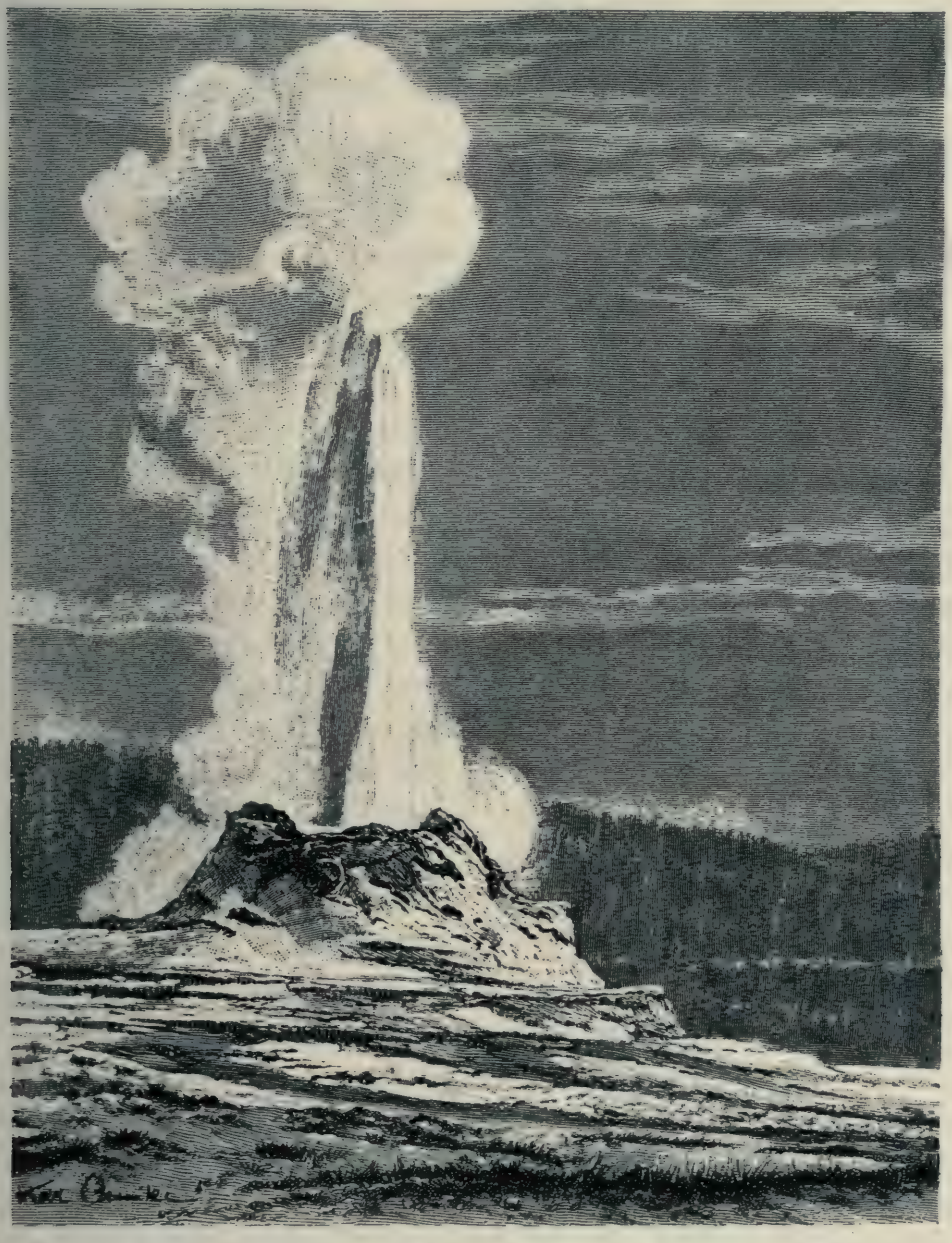


Fig. 102. „Old Faithful", ein Geysir im Yellowstone-Park.

Boden, wie bei Parma und Modena, bei Kronstadt in Siebenbürgen, auf Java, Borneo und Island, andere scheinen aber mit dem Vulkanismus nichts gemeinsam zu haben. Ihre Hitze ist in diesem Falle durch lokale chemische Prozesse (langsame Verwesung organischer Bestandteile) entstanden.

Die Schlammvulkane können bisweilen erhebliche Dimensionen erreichen. Bei Baku geben sie zu Schuttkegeln von über 1000 m Höhe Anlass. Sie werfen Petroleumgase aus, die sich entzünden und häufig grosse Dimensionen (600 m Höhe bei dem Ausbruche von Lok Botan am 5. Jan. 1887) erreichen.

Die Verteilung der Vulkane. Sehr auffallend bei den Vulkanen ist ihre Verteilung auf der Erdoberfläche, wie aus der folgenden Zusammenstellung nach Fuchs hervorgeht:

Thätige Vulkane.

Festland von Europa (Vesuv)	1	Neu-Seeland	4
Inseln im Mittelmeer	6	Aleüten	31
Afrika, Festland	17	Kurilen	27
„ Inseln	10	Japan	24
Westindien	5	Inseln südlich von Japan	8
Arabien	1	Philippinen, Molukken, Sunda-	
Centralasien	2?	Inseln	49
Pondichery (submariner V.)	1	Island	9
Kamtschatka	12	Jan Mayen	2
Alaska	4	Azoren	6
Vereinigte Staaten	11	Kanaren	3
Mexiko	10	Cap Verde-Inseln	1
Centralamerika	26	Antillen	6
Ecuador	14	Atlant. Ozean (submarine V.)	3
Peru und Bolivia	6	Indischer Ozean, Inseln	5
Chile	17	Stiller Ozean, „	26
Feuerland	1	Südpolarkontinent	2
Neu-Guinea	5	Summa:	355

Das Verzeichnis dieser 355 Vulkane muss natürlicherweise einen grossen Teil Willkür enthalten, indem es sehr schwer ist, zwischen thätigen und erloschenen Vulkanen zu unterscheiden. So ist, um ein paar Beispiele aus Europa zu nennen, der im Jahre 1538 entstandene Vulkan Monte Nuovo in den Phlegräischen Feldern ebensowenig genannt wie der Vulkan Epomeo auf Ischia, der mehrere Ausbrüche in historischer Zeit, das letzte Mal im Jahre 1302, gehabt hat.

Die allermeisten Vulkane liegen rund um den Stillen Ozean verteilt und auch die anderen befinden sich beinahe immer in der Nähe des Ozeans, besonders häufig auf vulkanischen Inseln. Ausserdem sind, wie die

beigefügte Kartenskizze (Fig. 103) andeutet, die mit schwarzen Punkten bezeichneten Vulkane häufig in langen Linien angeordnet (in solchen Fällen sind schwarze Striche gezeichnet). Dies deutet darauf hin, dass die Vulkane an langen Rissen im Erdboden entstanden sind. In Europa befindet sich auf dem Festland nur ein Vulkan, Vesuv, die anderen, worunter die wichtigsten die isländischen, ferner Aetna, Stromboli (Liparische Inseln) und im griechischen Archipel Santorin, sind auf Inseln gelegen.

Am Nordpol ist ein recht grosses vulkanfreies Gebiet. Zwar sind in nicht allzu entfernten geologischen Epochen Franz-Josephs-Land und Spitzbergen Schauplätze starker vulkanischer Thätigkeit gewesen. Der nördlichste jetzige Vulkan, Jan-Mayen liegt unter dem 71. Breitengrade. In den Südpolarländern scheint die eruptive Thätigkeit sich weit heftiger zu entwickeln. Zwei sehr kräftige Vulkane wurden von Lord Ross in Viktoria-Land unter 78° s. Br. entdeckt, welche die Namen Erebus und Terror erhielten. Sehr vulkanisch ist Island, welches vielleicht auf einem Riss in der Mitte des Atlanten liegt, welcher von Jan-Mayen bis Tristan verläuft, und auf welchem auch die vulkanischen Azoren und Canaren sowie andere Inseln liegen.

Die centralasiatischen Vulkane sind zweifelhaft, die afrikanischen Vulkane liegen, wenn nicht am Meer, so doch bei grossen Binnenseen. Am weitesten von grossen Wässern entfernt liegen die Vulkane in Mexiko und Ecuador (Tolima 300 km vom Meer).

Auch die Vulkane vergangener geologischer Epochen sind, so viel man feststellen kann, im allgemeinen in der Nähe der Meere gelegen gewesen.

Der innere Bau der Vulkane. Die Vulkankegel sind grösstenteils aus sehr lockeren Stoffen zusammengesetzt. Deshalb werden sie sehr leicht weggewaschen, nachdem der Vulkan erloschen ist, und man erhält auf diese Weise einen Einblick in den inneren Bau der Vulkane. Erst spült das Wasser tiefe Rinnen in dem lockeren Material der Vulkanabhänge aus. Wenn der ganze Kegel weggewaschen ist, bleibt ein Stock von dem härteren Gestein zurück, welches die Vulkanröhre ausgefüllt hat. Solche konische Reste (vgl. Fig. 104) kommen sehr häufig in Schottland und Nordamerika vor, wo sie „Necks“ genannt werden.

Ein solcher Kegel steht auch in der Mitte des Rakataberges auf Krakatau, welcher Vulkan bei der letzten Eruption entzweigeschnitten wurde. Man sieht (Fig. 101) deutlich diesen centralen Kegel, welcher seitlich von Tuffbetten mit dazwischen gelagerten Lavadecken umgeben ist.

Fig. 103. Verteilung der Vulkane auf der Erde.

Bei der Verwitterung solcher Feuerberge (vom Vesuvtypus, welcher am gewöhnlichsten ist), schützen die härteren Lavagänge die unterliegenden Massen gegen die Abtragung, es entstehen dann Bergrücken, welche radial von der alten Eruptionsstelle auslaufen. Ein solcher Fall kommt bei Monte Venda in den Euganeen bei Padua vor. In diesem Falle sind auch die sedimentären Schichten, auf welchen der ehemalige Vulkan aufgebaut wurde, blossgelegt. Sie bestehen zum grossen Teil aus Kalksteinen, welche an der Kontaktstelle mit der warmen Lava zu etwa 1 m Dicke in Marmor umgewandelt sind. Diese Kontaktmetamorphose trifft nun nicht nur die unter den Lavagängen liegenden Gesteine, sondern auch zum grossen Teil die darüber liegenden. Dies beweist, dass die Lava nicht nur an der Oberfläche der sedimentären Schichten ausgeflossen, sondern auch zwischen dieselben eingedrungen ist.

Fig. 104. Mato Tepee in Wyoming Nordamerika, ein typischer vulkanischer „Neck".

Ähnliche Ausgüsse zwischen sedimentären Schichten bilden die im Staate Utah gewöhnlichen Lakkolithen, welche Gilbert beschrieben hat. Dieselben bestehen aus kuppelförmigen Trachytmassen, welche zwischen sedimentäre Schichten hineingedrungen sind und die obenliegenden trotz des gewaltigen Druckes gehoben haben. In die Sprünge, welche dabei entstanden, sind Gänge von Trachyt hineingegossen (vgl. Fig. 105). Der grösste von ihnen ist Hillers Lakkolith, seine Höhe wird zu 2, seine Basis auf 6,4 und 5,6 km geschätzt. Von diesen Bildungen hätte man keine Kenntnis, falls nicht die Denudation die obenliegenden sedimentären Schichten weggeführt und die Trachytkuppen blossgelegt hätte.

Fig. 105. Schematische Darstellung eines Lakkolithen.

Von ähnlicher Art sind die tief liegenden Batholithen, granitische

Massen von grosser Ausdehnung, welche unter sedimentären Schichten eingedrungen sind. Sie kommen unter anderem im Harz, in Böhmen, Norwegen, Island, Schottland und in den Alpen vor.

Eigentümlich ist, dass in mehreren Gegenden das Vorkommen von Erzgängen an die Grenzzone zwischen diesen Batholithen und dem anliegenden sedimentären Gestein geknüpft ist. Es scheint, als hätte sich bei der allmählichen Abkühlung des Granitmassivs der Wasserdampf mit den darin löslichen Körpern von der Silikatmasse getrennt und wegen ihres niedrigen specifischen Gewichtes an der (oberen) Grenzfläche zum Sediment hin gesammelt. Von da drangen die flüchtigeren Be-

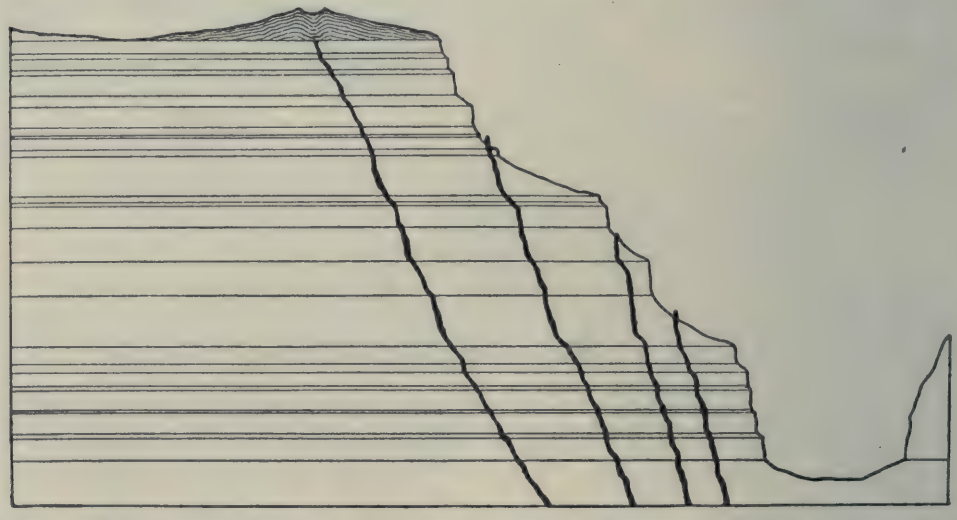


Fig. 106. Vulkanische Gänge mit Aufschüttungskegel am Toroweap-Cañon des Colorado-Plateaus nach C. E. Dutton.

standteile, wie Wasserdampf, Kohlensäure, Schwefelwasserstoff u. s. w. durch die nebenliegenden Schichten, während die darin gelösten Stoffe als Mineralgänge von Sulfiden und Oxyden zurückgelassen wurden. Diese Gänge zeichnen sich auch als Fundorte von seltenen Mineralien und grossartig ausgebildeten Krystallen aus.

Die grosse Gewalt, welche bei der Füllung der vulkanischen Gänge entwickelt wurde, geht auch aus einem interessanten Fall vom Colorado-Plateau hervor, welcher nach Dutton in Fig. 106 abgebildet ist. Mehrere äusserst schmale Gänge haben eine mehr als 800 m dicke Schicht von sedimentärem Gestein ohne zu erstarren durchsetzt und an der Oberfläche Aschenkegel aufgeworfen. Dies kann kaum anders aufgefasst werden, als dass die Risse schon vorhanden waren, das Magma aber nicht erreichten. Plötzlich wurden sie aber dem Magma geöffnet (wahrscheinlich durch den stark wachsenden Druck desselben) und wurden von diesem ausgefüllt.

Übrigens ist es ja selbstverständlich, dass sehr grosse Druckkräfte nötig sind, um das Magma durch den Schlot eines Vulkans, z. B. Vesuv, hinaufzudrücken. In diesem Falle ist das umgebende Niveau ungefähr dasselbe wie das Meeresniveau. Der Druckunterschied an der Aussenseite und der Innenseite des 1300 m hohen Vulkanrohres im Meeresniveau beträgt nicht weniger als etwa 330 Atmosphären. Bei den höchsten Vulkanen würde man bis zu etwa viermal grösseren Druckkräften kommen.

Diese Untersuchungen zeigen auch, dass die Ansicht von Humboldt, nach welcher die Vulkane durch Hebung der sedimentären Schichten entstehen, nicht stichhaltig ist. Solche Hebungen kommen wohl bei den Lakkolithen vor, und sind, obwohl ziemlich selten, bei vulkanischen Ausbrüchen konstatiert, z. B. bei der Hebung der Vulkaninsel Pantellaria am 14. Oktober 1891 um 0,8 m längs einer Küstenstrecke von 10 km. Aber die Feuerberge bestehen nicht aus gehobenen sedimentären Schichten, sondern aus den aufgeschichteten Auswurfstoffen, die durch den Krater herausgeschleudert oder herausgeflossen sind.

Die Entstehungsweise der Vulkane. In älteren Zeiten glaubte man, die Vulkane seien durch lange Kanäle mit dem feurig-flüssigen Erdinnern verbunden. Bei der Schrumpfung des Erdkörpers werde das innere Magma hinausgedrückt, wobei auch das Wasser in Form von hochgespanntem Dampf einen grossen Einfluss ausübe. Sodann verbreitete sich die Ansicht, das Innere der Erde sei fest, und man musste die bis dahin herrschende Anschauung verlassen. Man nahm vielmehr an, dass bei der Schrumpfung der Erde Bewegungen der Erdkruste entstünden, welche später die zum Schmelzen des Gesteines nötige Wärme hervorbrächten und auf diese Weise lokale Lavaherde bildeten. Da nun die specifische Wärme der meisten Materialien der Erdkruste 0,2 beträgt, so muss ein Teil der Erdkruste bei einem Fall von 425 m Höhe sich um nur 5^0 erwärmen. Damit eine Schmelzung eintrete (bei etwa 1000^0) müsste man ein Sinken der Erdkruste von etwa 85 km annehmen, was nicht wohl möglich vorfällt. Nun könnte zwar durch Gleitung zweier Flächen gegeneinander die Wärmeentwickelung stark konzentriert werden, sodass an der Gleitfläche eine Schmelzung entstünde. Dadurch würde aber die Reibung und damit die Möglichkeit einer Lokalisation der Wärme vermindert werden. Und eine stark lokalisierte Schmelzstelle würde bald die Wärme an die Umgebung verlieren. Jedenfalls scheinen die Bewegungen, welche mit der Schrumpfung der

Erdkruste verbunden sind, all zu unerheblich zu sein, um das Entstehen von grossen Schmelzherden zu ermöglichen.

Vielmehr müssen wir annehmen, dass die Erdkruste an einigen Stellen sehr dünn ist, sodass an diesen Stellen das innere flüssige Magma recht nahe an die Oberfläche kommt. Dies kann natürlicherweise am leichtesten an solchen Stellen eintreffen, wo bei Faltungen die Erdkruste geborsten ist. Man war auch bis auf die jüngste Zeit allgemein darüber einig, dass die Vulkane längs grossen Rissen in der Erdkruste gelegen sind, sodass das heisse Erdinnere da relativ nahe an der Oberfläche liegt. In neuester Zeit hat man diese Ansicht vielfach bestritten und mehrere Fälle hervorgesucht, wo Vulkane nicht auf Spalten liegen (Stübel, Branco). Wenn wir das Erdinnere als flüssig, obgleich sehr langsam äusseren Kräften nachgebend, annehmen, bietet es keine Schwierigkeit, eine solche Eigentümlichkeit zu erklären. Die innere flüssige Masse muss aber wegen des hohen Druckes viel zähflüssiger sein wie die leichtflüssige Lava, die wir von der Erdoberfläche kennen.

Um nun weiter zu gehen, benutzen wir die Beobachtung, dass die Lava um so leichter fliesst, je grösser ihr Wassergehalt ist. Wenn Wasser durch feine Risse oder zufolge von Diffusion durch die Erdkruste zum flüssigen Magma hineintritt, wie Angelot, Tschermak und Reyer hervorheben, so geht es in Gasform über, da die kritische Temperatur desselben nicht höher als 365° liegt, und löst sich zu einem gewissen Grad in dem flüssigen Magma. Sehr bedeutend würde wohl diese gelöste Menge nicht sein, wenn nicht gleichzeitig chemische Prozesse sich abspielten. Bei 18° C. ist Wasser, nach den thermochemischen Messungen von Thomsen, als Säure betrachtet, etwa hundertmal schwächer als Kieselsäure. Diese Stärke reicht aber dazu aus, in verdünnter wässeriger Lösung die Alkalisilikate zum grossen Teil hydrolytisch (in Alkali und Kieselsäure) zu spalten. Wäre nun nicht Wasser in sehr überwiegender Menge vorhanden, so würde diese Spaltung beinahe verschwindend oder jedenfalls sehr unbedeutend sein. Es verschiebt sich aber die relative Stärke dieser beiden Säuren ganz enorm bei steigender Temperatur. Während die Neutralisationswärme der Kieselsäure andeutet, dass sich ihre Stärke nicht in nennenswertem Grad mit der Temperatur verändert, nimmt die Stärke des Wassers ganz bedeutend mit der Temperatur zu. Aus den Daten für Temperaturen zwischen 0° und 50° kann man berechnen, dass es bei 300° ungefähr an Stärke der Kieselsäure gleichkommt, um bei 1000° dieselbe etwa achtzigmal, bei 2000° etwa dreihundertmal, zu übertreffen. Bei noch höheren

Temperaturen verschieben sich die Verhältnisse noch mehr zu Gunsten des Wassers. Die Folge davon ist, dass bei der hohen Temperatur der Lava, welche auf etwa 2000° geschätzt wird, die absorbierte Wassermenge zum allergrössten Teil sich mit den Silicaten chemisch umsetzt, so dass stark saure und stark basische Silicate entstehen. Die Spannung des Wasserdampfes wird demzufolge stark herabgesetzt, und relativ grosse Wassermengen können von dem Magma aufgenommen werden. Durch die Wasseraufnahme schwillt das Magma und wenn eine Öffnung der Erdoberfläche sich in der Nähe befindet, steigt es darin auf. Es ist dies ein Fall von osmotischem Druck, das Wasser kann nämlich durch die Erdkruste dringen, das Magma aber nicht. Da bei gewöhnlicher Temperatur osmotische Drucke von einigen hundert Atmosphären sehr häufig vorkommen, und diese Drucke der absoluten Temperatur proportional steigen, so ist es keineswegs erstaunlich, dass bei der absoluten Temperatur des Magmas diese Druckkräfte auf tausende von Atmosphären steigen können (vgl. S. 311). Wenn keine Austrittsöffnung für das Magma vorhanden ist, kann es höhere Schichten heben und Lakkolithen bilden oder eventuell schwächere Stellen der Erdkruste durchbrechen (S. 312).

Da ferner die sauren Silicate bedeutend leichter sind als die basischen, so findet unter der Einwirkung der Schwere, bei den bedeutenden Tiefen, die hier in Frage kommen, grosse Differenziierungen statt, wodurch die sauren Bestandteile sich nach oben, die basischen sich nach unten konzentrieren.

Zufolge der starken Wasseraufnahme ist jetzt das Magma leichtflüssig geworden und zwar die basischen Bestandteile mehr wie die sauren. Wenn das Magma durch Aufnahme von Wasser schwillt, verschiebt es diejenigen Magmateile, welche zwischen der Eintrittsstelle des hineingesickerten Wassers und den Rissen sich befinden oder es vermischen sich diese verschiedenen Magmateile. Neugebildete verflüssigte Magmamassen dringen nach, und verursachen ein stetiges Ansteigen in den Rissen. Das verflüssigte Magma oder mit anderen Worten das Urmaterial der Lava steigt zu kälteren Teilen hinauf. Dabei verschiebt sich das chemische Gleichgewicht zwischen Wasser und Kieselsäure mit zunehmender Abkühlung immer mehr zu Gunsten der letzteren. Immer wachsende Wassermengen gehen aus dem chemisch gebundenen in den freien Zustand über, wodurch die Spannung trotz des Sinkens der Temperatur stark steigt. (Bei diesen hohen Temperaturen kann das Wasser als ein Gas behandelt werden, demzufolge der Einfluss der Temperatur

auf die Spannung einer konstanten Wasserdampfmasse von konstantem Volumen recht gering ist). Zuletzt wird die Spannung des Wasserdampfes so hoch, dass sie den von oben lastenden Druck zu überwinden vermag, es entsteht eine Explosion ungefähr wie in einem Geysir. Bei der gewaltsamen Entfernung des obenliegenden Druckes entweichen die Wasserdampfmassen in ungeheurer Menge, kleine Lavatropfen als Asche mitschleppend. Die Lavamassen, welche zurückbleiben, sind zum

Fig. 107. Blocklava bei Hilea, Hawaï; im Hintergrund Mauna Loa.

grossen Teil des Wassergehaltes entlastet, sie fliessen hinaus und scheiden bei noch weiter gehender allmählicher Abkühlung das übriggebliebene Wasser aus. Wenn dann, wie bei den leichtflüssigen Lavaströmen, der Wasserrest noch ziemlich gross ist, so zerfetzt sich die Oberfläche beim Erstarren und bildet Blocklava (Fig. 107), anderenfalls wird sie mehr glatt erhalten (Gekröselava, Fladenlava, die auf Hawaï und Island gewöhnlich sind). Der Lavastrom ist gewöhnlich im unteren Laufe mit einer starren zerbrochenen Kruste umgeben, welche bei der Vorwärtsbewegung des Stromes ihn ungefähr wie ein Sack einschliesst, in dem der Strom über die Bruchstücke der Kruste fortrollt.

Nach dieser Anschauungsweise treten im allgemeinen die höchstliegenden sauren Gesteine zuerst aus dem Vulkan hinaus, die mehr basischen werden für spätere Ausbrüche gespart. In der That zeigt sich eine solche zeitliche Veränderung in der Zusammensetzung der Lava in sehr vielen Fällen, z. B. beim Vesuv. Auch in vulkanischen Ergüssen von älteren geologischen Zeiten hat man eine ähnliche Verteilung wahrzunehmen geglaubt. In anderen Fällen, wie bei den Vulkanen in Ungarn und dem westlichen Nord-Amerika sind, wie v. Richthofen zeigte, die Verhältnisse nicht so einfach. Daselbst sind die ältesten Lavaströme basisch (Propylit und Andesit), nachher werden sie saurer (Trachyt und Rhyolit) und zuletzt steigt wiederum die Basicität (Basalt). Es ist sehr wohl denkbar, dass, falls der Vulkanschlot nicht ganz nahe an der Eintrittsstelle des Wassers liegt, die leichtflüssigen basischen Bestandteile sich zuerst zur Ausflussöffnung hinbegeben. Später, wenn das Magma so viel Wasser aufgenommen hat, dass die Fluidität der sauren Teile hinreichend gewachsen ist, um sich über den basischen Teilen, der geringen Dichte entsprechend, ausbreiten zu können, fliesst nur saure Lava ab und wenn diese erschöpft zu sein anfängt, kommen basischere Produkte zum Vorschein. Diese Reihenfolge scheint recht gewöhnlich zu sein.

Wenn man zu den ältesten geologischen Zeiten zurückgeht, in welchen das Magma an der Oberfläche der Erde sich im Kontakt mit dem Wasserdampf befand, so fand eine ähnliche Differentiation statt und die sauren Bestandteile verlegten sich zur Oberfläche. Aus diesen entstanden bei der Erstarrung die Granite, welche das Urgebirge bilden und im Mittel stark sauer sind. Zufolge ihres relativ geringen specifischen Gewichtes blieben sie an der Oberfläche und sanken nicht hinunter. Es fand also die Erstarrung der Erdkruste von aussen nach innen statt. Dadurch verfällt ein Hauptgrund für die Annahme, dass die Erstarrung der Erdrinde von innen nach aussen geschehen müsste, indem man sich vorstellte, die starre Kruste müsste in die leichtere homogene flüssige Masse hineinsinken. Diese Betrachtungsweise, die als Grund für die Annahme eines festen Erdinnern angeführt worden ist, kann keineswegs als stichhaltig angesehen werden. Man möge dabei auch die enorme innere Reibung des Magmas in Betracht ziehen. Diese verhindert, dass die Erstarrungskruste eines Lavastromes die Oberfläche verlässt (vgl. S. 314). Je älter die Erde wurde, desto basischer sind im allgemeinen die vulkanischen Gesteine geworden, eine natürliche Folge davon, dass die Erdkruste mit der Zeit an Dicke zugenommen hat und Magma aus

immer tieferen Schichten zur Lavabildung genommen wird. In den jüngsten geologischen Epochen überwiegen auch die stark basischen Basalte, in welchen Körner von reinen Basen (Sauerstoffverbindungen von Eisen) abgeschieden sind.

Wie eng die vulkanische Thätigkeit mit dem Vorkommen von Wasser verbunden ist, ersieht man nicht nur aus deren Verteilung rund um das Weltmeer. Auch der Umstand deutet darauf hin, dass an Stellen, wo grosse Spalten in der Erdkruste vorkommen, wo aber keine grossen Wassermengen in der Nähe sind, keine vulkanischen Erscheinungen sich abspielen. An solchen Stellen sind aber Erdbeben recht häufig (vgl. unten S. 324).

Erdbeben. Bei den vulkanischen Ausbrüchen bemerkt man sehr häufig ein Erzittern der Erdkruste, welches Erdbeben genannt worden ist. Diese Erdbeben sind seit dem grauen Altertum bekannt und haben seit den ältesten Zeiten Erklärungsversuche veranlasst. Sie haben die Aufmerksamkeit durch den von ihnen angerichteten häufig grossen Schaden erregt. Zufolge der Erderschütterungen entstehen grosse Erdspalten, stürzen Häuser zusammen und begraben unter den Ruinen Menschen, Thiere und Eigentum. Unter den schwersten Erdbebenkatastrophen sind folgende zu nennen: Lima, welches im Jahre 1682 durch Erdbeben schwer heimgesucht war, wurde am 28. Oktober 1746 beinahe gänzlich zerstört; von den 53000 Einwohnern wurden nur wenige gerettet. Am 1. November 1755 wurde Lissabon durch Erdbeben verödet, wobei 30000 Menschen in den Ruinen begraben wurden. Am 5. Februar 1783 wurde Messina zerstört. In diesem und dem folgenden Monat trafen mehrere Erdstösse Sicilien und Calabrien, wodurch etwa 100000 Menschenleben verloren gingen. Die Provinzialhauptstädte Agram und Laibach erlitten ausserordentlich starken Schaden bei den Erdbeben von 1880 und 1893. Ischia wurde 1883, Zante 1893 von verheerenden Erdbeben heimgesucht. Das heftigste Erdbeben Nordamerikas traf die Stadt Charleston und Umgebung im Jahre 1886, wobei 27 Menschenleben verloren gingen. Am schwersten wurde wohl Japan von Erdbeben getroffen, wobei bisweilen die Verheerung und der Verlust an Menschenleben ebenso bedeutend waren, wie in den vorhin genannten Fällen.

Kein Land ist absolut frei von Erdbeben. In Ländern, deren Erdkruste aus sehr alten geologischen Perioden herstammt, sind jedoch die Erschütterungen sehr schwach. Besonders gilt dies für solche Gegenden (z. B. Russland, Schweden), wo die alten Schichten nicht gefaltet

sind. In Europa sind Italien und die Balkanhalbinsel am meisten heimgesucht, danach kommen die iberische Halbinsel und die österreichischen Karstländer. In der Schweiz sind sie ziemlich häufig, in Deutschland werden Vogtland i. S. und die Rheingegenden am meisten betroffen. Unter allen Ländern der Welt scheint Japan die meisten Erdbeben aufzuweisen, wenn es nicht von einigen Ländern in Centralamerika (San Salvador) und an der Westküste von Südamerika übertroffen wird. Die Lehre von den Erdbeben (Seismologie) ist auch sehr beträchtlich durch Gelehrte in Japan befördert worden.

Bis auf die neueste Zeit verzeichnete man nur Erdbeben von grosser Heftigkeit, wobei materieller Schaden angerichtet wurde. Dies gilt noch und in sehr hohem Grade für die weniger kultivierten Länder. Wenn man, wie jetzt in den Kulturländern geschieht, alle Erdstösse notiert, so sind sie auch in Ländern, wo keine verheerenden Erdbeben jetzt vorkommen, keine Seltenheit. So z. B. giebt die Statistik für die Schweiz 1880—1896 118 Erdbeben mit 699 Stössen, für Österreich im Jahre 1897 203 Erdstösse an. In Sachsen und Böhmen fällt das Maximum der Erdstösse auf Oktober bis Dezember und 12^h—8^h Vormittags, in Triest dagegen fällt das Maximum in den August und um Mittag, das Minimum im November und um Mitternacht. In Japan fällt das Maximum im Frühling, das Minimum in den Sommer. Die zerstörenden Erdbeben haben daselbst ihr Maximum im August, das Minimum im Januar. Wie ersichtlich scheinen keine allgemein gültigen Gesetzmässigkeiten vorzuliegen.

Die Erdstösse kommen selten allein, sondern meistens in Gruppen, sogenannten „Erdbebenschwärmen“, vor. So z. B. zählte man im März 1868 mehr als 2000 Erdbewegungen auf Hawaï, während einer mehrere Monate dauernden Erdbebenzeit. Bei dem Erdbeben, das Phokis in Griechenland 1870—1873 heimsuchte und von Julius Schmidt beschrieben ist, kamen bisweilen kleine Stösse alle drei Sekunden vor, die schweren, mit Zerstörungen verbundenen Erschütterungen in den drei Jahren 1. Aug. 1870 bis 1. Aug. 1873 schätzt derselbe Forscher zu 300—320, und von diesen zogen sich nur 35 allgemeine Aufmerksamkeit zu, sodass sie in den Zeitungen erwähnt wurden. Im ganzen trafen in der $3\frac{1}{2}$ Jahre dauernden Erdbebenzeit ungefähr eine halbe Million Erderschütterungen und eine viertel Million unterirdische Detonationen ein.

Infolge des häufigen Auftretens der schwächeren Erdstösse verglichen mit den gefährlichen, dienen jene oft als eine Art Warnungszeichen. Die verheerenden Stösse werden häufig von einem vorangehen-

den Geräusch verkündet, so z. B. zu Charleston am 31. Aug. 1886, wo nach einem 12 Sekunden anhaltenden Getöse zwei heftige Stösse mit einem ruhigeren Intervalle im Laufe von 50 Sekunden den Boden erschütterten, wonach bis in 1887 mehrere schwache Stösse eintrafen.

Ungefähr ebenso oft kommt jedoch der verheerende Stoss unvorbereitet; dies war beispielsweise der Fall bei den Erdbeben zu Lissabon

Fig. 108. Erdbebenspalte in Midori, Japan, vom Erdbeben am 20. Okt. 1891.

1755, zu Caracas 1812, zu Agram 1880 und zu Ischia 1881, dagegen war das viel mehr verheerende Erdbeben auf der letzterwähnten Insel im Jahre 1883 von mehreren kleinen Erschütterungen angekündigt. Die schwere Katastrophe zu Lissabon war ein sogenanntes Einzelbeben, bei welchen nur ein oder einige wenige Stösse in einer sehr kurzen Zeit (einigen Sekunden oder Minuten) wahrgenommen werden. Diese sind relativ selten.

Die Erdbeben werden gewöhnlich von Spaltenbildungen in der Erdkruste begleitet, wobei bisweilen starke Verschiebungen entstehen. So z. B. wurde bei dem Erdbeben in Japan im Jahre 1891 eine von Nordwest nach Südost laufende Spalte von etwa 65 km gebildet, wobei ver-

tikale Verschiebungen bis zu 6 m und horizontale bis zu 4 m vorkamen, indem das nach Nordost liegende Land in nordwestlicher Richtung verschoben wurde und sich zugleich an den meisten Stellen senkte (Fig. 108).

Zufolge dieser Spaltenbildung folgen den Erdstössen heftige Bergstürze, wie in der Gegend von Delphi beim phokischen Erdbeben (1870

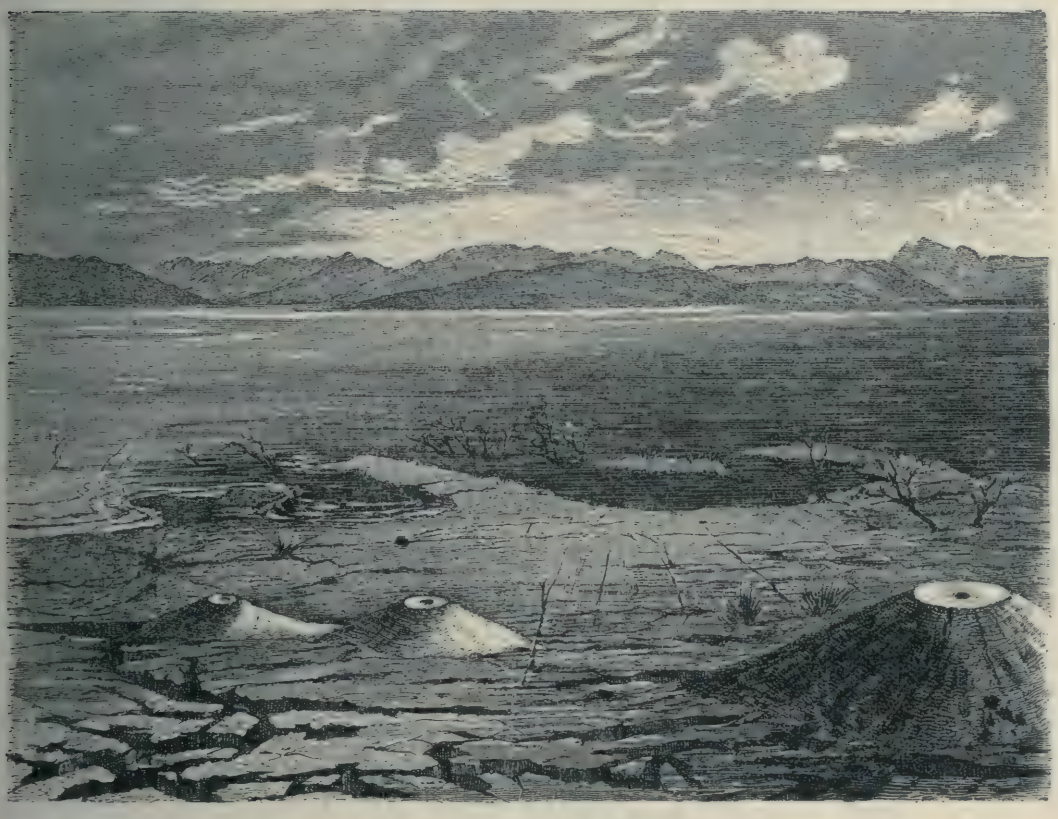


Fig. 109. Sandkrater und Spalten am achäischen Erdbeben vom 26. Dez. 1861. Im Wasser sieht man Äste versunkener Bäume (nach J. Schmidt).

bis 1873). Ein solcher Fall war auch der Bergsturz von Dobratsch in Kärnthen am 25. Januar 1348, wobei zwei Marktflecken und 17 Dörfer begraben wurden.

Bisweilen strömt das Grundwasser aus den so entstandenen Spalten und schleppt Schlamm, Sand und Steine (bisweilen Eis, auf Island) mit sich, welche beim Herunterfallen kraterförmige Anhäufungen bilden (Fig. 109).

Auch Schallerscheinungen, wie von einem unterirdischen Donner, begleiten die Erdbeben, bisweilen sind die Erdstösse dabei zu schwach, um bemerkt zu werden.

Bei näherer Untersuchung findet man, dass ein Erdbeben an einer Stelle seine grösste Intensität hat, welche durch die verheerende Wirkung gemessen wird, und daselbst am frühesten eintritt, weiter davon

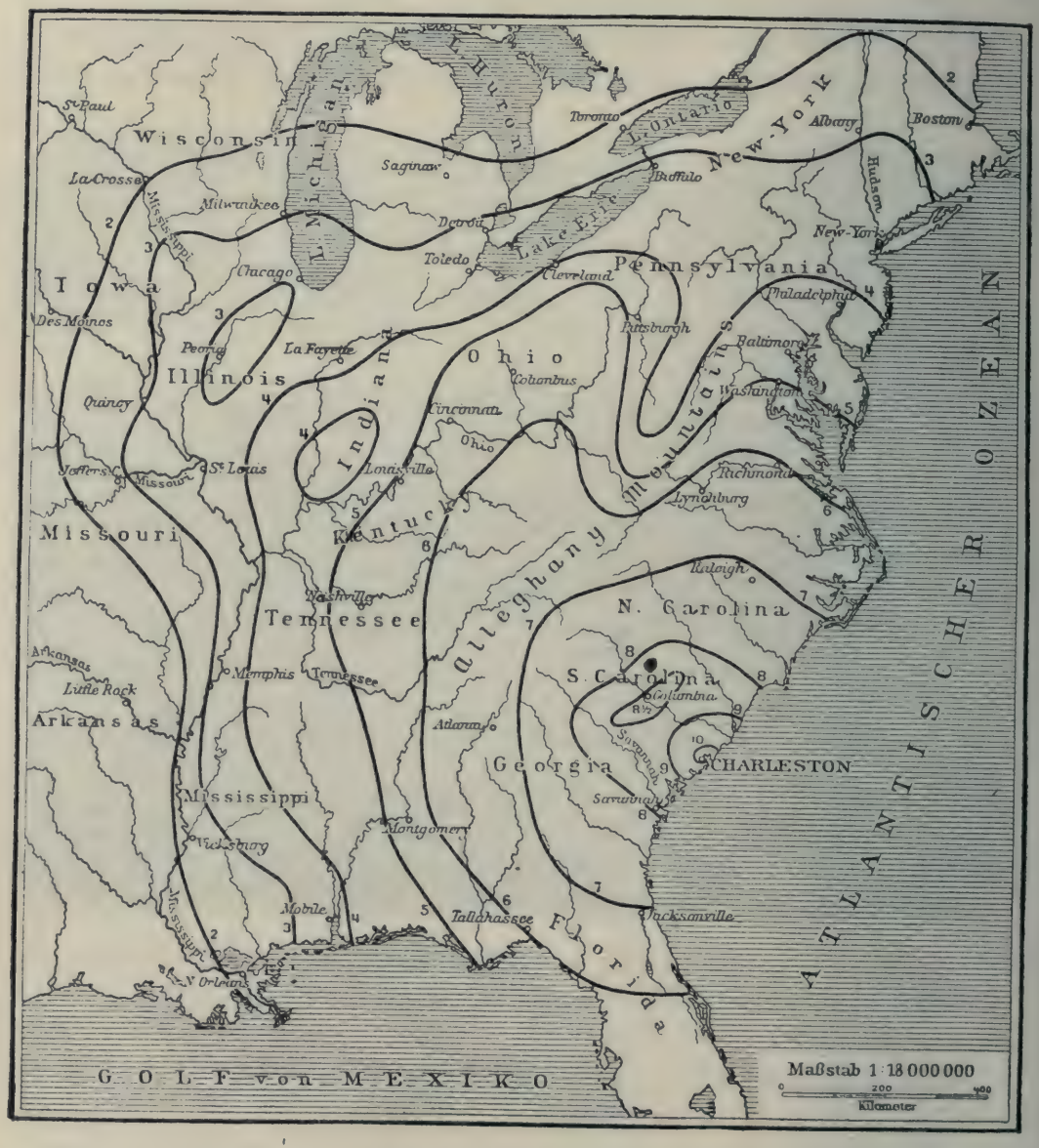


Fig. 110. Isoseistenkarte des Erdbebens zu Charleston im Jahre 1886. Nach Ch. Dutton.

wird der Erdstoss immer ungefährlicher. Die Figur 110 giebt, durch Linien verbunden, die Stellen gleicher, so gemessener, Erdbebenintensität (Isoseisten) im Gebiete, das vom Charlestoner Erdbeben getroffen wurde. Wenn die Erdkruste nach allen Richtungen hin gleichmässig wäre, so würden ohne Zweifel diese Linien kreisförmig sein, während sie that-

sächlich durch die Ungleichmässigkeit der Erdkruste sehr verwickelte Formen annehmen können.

Die Karte Fig. 110 zeigt, dass die feste Erdkruste im Alleghanygebirge die Heftigkeit der Stösse vermindert hat, wogegen der lockere Erdboden am Mississippi und an den grossen Seen in entgegengesetzter Richtung wirkte. Man sieht weiter, dass der Punkt, von welchem aus das Erdbeben nach allen Seiten sich verbreitet hat, nahe der Küste im Meere liegt. Auch die japanischen Erdbeben führen zu ähnlichen Schlüssen. Durch seine Untersuchungen ist Milne dazu geleitet worden, anzunehmen, dass diese Beben von der westlichen Grenze der ausserordentlich (8000 m) niedrig liegenden Tuscaroratiefe, westlich von Japan, herkommen (vgl. Fig. 111).

Wenn die Ausgangsstelle im Meere liegt, werden mächtige Erdbebenfluten erzeugt, welche noch schwerere Verheerungen anstellen, als das Erdbeben selbst. So brach beim Lissaboner-Erdbeben eine 5 m hohe Welle über die Stadt ein und tötete 60000 Menschen. Im Jahre 1510 riss eine solche Welle in Konstantinopel 109 Moscheen und 1070 Wohnhäuser mit sich. In Japan sind sie sehr häufig. Am 15. Juni 1896 zerstörte eine solche Flutwelle von 15 m Höhe bei Kamaïschi 7600 Wohnhäuser und tötete 27000 Menschen. Fischer, die 30—40 km von der Küste sich in ihren Booten befanden, bemerkten nichts von diesem riesigen Erdbeben.

Diese Seebeben verursachen auch häufig Schädigungen der transmarinen Telegraphenkabel und dadurch grosse materielle Verluste. Bisweilen ist das Guttapercha dieser zerstörten Kabel geschmolzen, was auf heftige unterseeische Vulkanergüsse hindeutet.

Man hat auch versucht, die sogenannten Sintfluten, von welchen die Tradition bei manchen Völkern und besonders die Keilschriften von Ninive berichten, als grosse Erdbebenfluten zu deuten (E. Suess).

Häufig werden auch Schiffe auf dem Meer von Seebeben getroffen. Die Insassen des Schiffes haben dabei gewöhnlich das Gefühl, als ob das Schiff plötzlich gegen einen Felsen gerannt wäre.

Es lässt sich theoretisch ableiten, dass diese Wellen sich mit einer Geschwindigkeit (v) fortpflanzen, die durch den Ausdruck:

$$v = \sqrt{gh}$$

dargestellt werden kann, worin g die Beschleunigung der Schwerkraft und h die Tiefe des Meeres bedeuten.

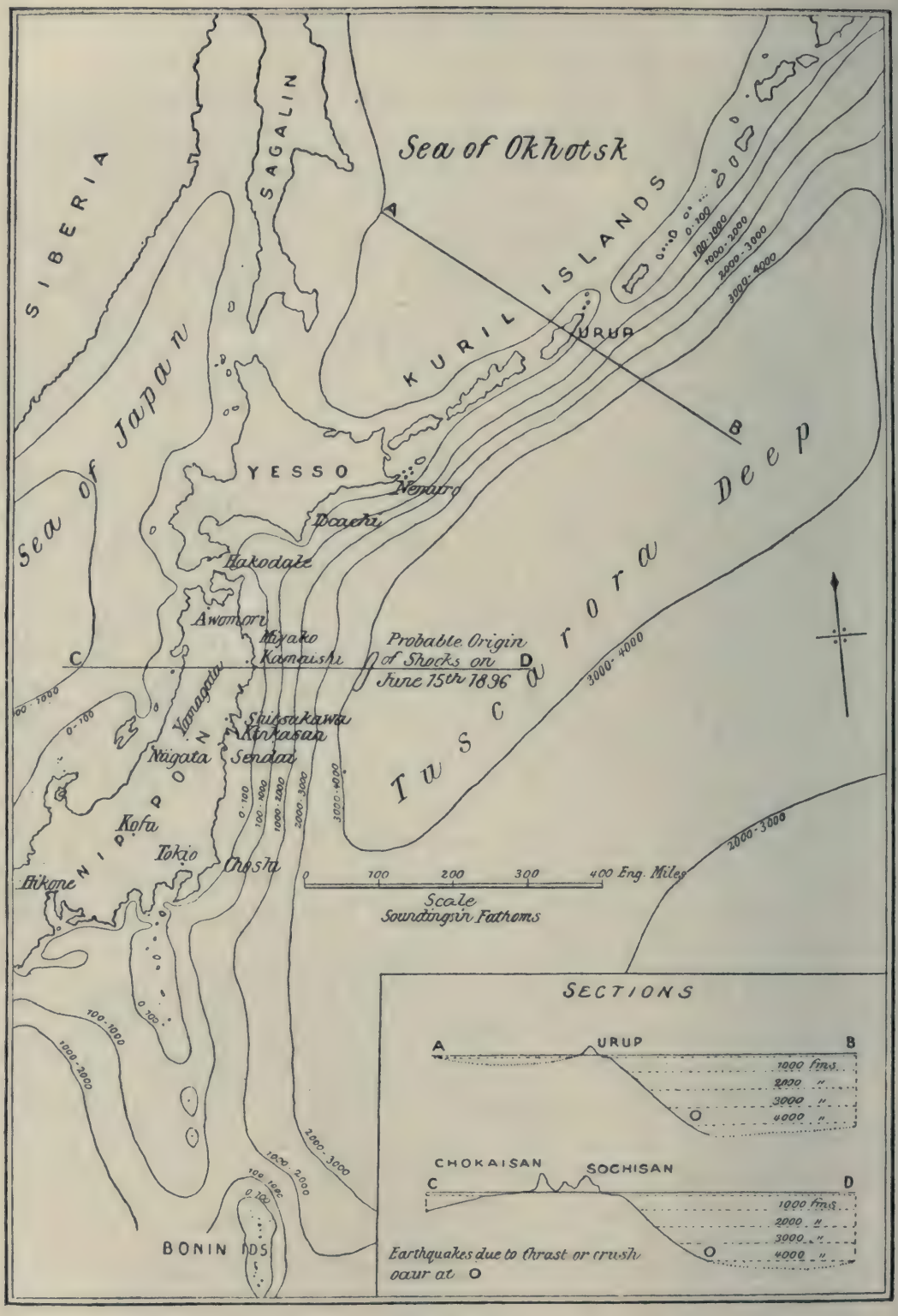


Fig. 111. Tiefenkarte der „Tuscaroratiefe“ bei Japan nach Milne. In den Profilen geben kleine Kreise die Stellen an, von welchen die Erderschütterungen vermutlich herrühren.

Man hat für viele Erdbeben Karten gezeichnet, welche die Plätze anzeigen, an welchen die Erdbebenwellen nach einer bestimmten Zeit angelangt sind. Man ersieht daraus, wie diese Wellen sich über den grösseren Meerestiefen mit grösserer Geschwindigkeit ausgebreitet haben, als über den seichteren Stellen. Besonders stark tritt dies an den beim Krakatau-Ausbruch entstandenen Wellen hervor. Aus den beobachteten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten v hat man mittelst der letztgenannten Formel die mittlere Tiefe (h) der betreffenden Meeresteile berechnet und so Werte gefunden, die gut mit den bekannten Tiefendaten übereinstimmen (vgl. Fig. 112).

Entstehungsweise der Erdbeben. Ursache der Erdbeben kann jede Gleichgewichtsstörung der festen Erdkruste sein. Solche kommen, wie oben bemerkt, bei den vulkanischen Ausbrüchen vor und sind als Folgen von Gasexplosionen anzusehen (Explosionsbeben). Weiter können durch Erdstürze zufolge von Auslaugung der Erdkruste, besonders in Bodenschichten von Steinsalz, Gips, Anhydrit und Kalkstein Erderschütterungen hervorgebracht werden (Auswaschungsbeben). Milne ist der Ansicht, dass die grossen japanischen Erdbeben, welche ihren Ausgangspunkt am Westrande der Tuscaroratiefe haben, durch kolossale Erdstürze am Meeresboden erfolgen (vgl. Fig. 111). Die Sedimente werden von den Ufern ins Meer hinausgeschwemmt und setzen sich ziemlich bald in der Nähe der Küste ab. Dadurch entstehen sehr starke Neigungen am Meeresboden, sodass zuletzt die unterliegenden durch den Wassergehalt plastischen Lager nicht mehr den Druck der Sedimentbelastung aushalten können, sondern in die Tiefe hinausrutschen. Dies scheint die ausgiebigste Quelle der Erdbeben zu sein. Andere Erdbeben entstehen durch den Ausgleich von Spannungen in der Erdkruste wie an der Mürzlinie in Steiermark (Dislokations- oder tektonische Beben).

Die Karte Fig. 113 stellt die Haupterschütterungslinien in der Nähe von Wien dar. Eine dieser Linien AB verläuft von Wien bis Wiener Neustadt. Diese Linie ist eine an der Grenze der Alpenkette gelegene Bruchlinie, welche durch mehrere heisse Quellen bei Meidling, Baden, Vöslau u. s. w. gekennzeichnet ist und deshalb „Thermallinie“ genannt wird. Eine Fortsetzung dieser Linie bildet die dem Mürzthal entlang verlaufende „Mürzlinie“ EF, welche, wie die vorhin genannte, der Schauplatz von vielen Erdbeben gewesen ist, deren Jahreszahlen zum Teil in der Kartenskizze eingezeichnet stehen. Quer zu diesen, längs dem Streichen des Alpenmassivs hinziehenden Longitudinalbrüchen liegt die zum Teil entlang dem Kampfluss verlaufende „Kamplinie“ CD.

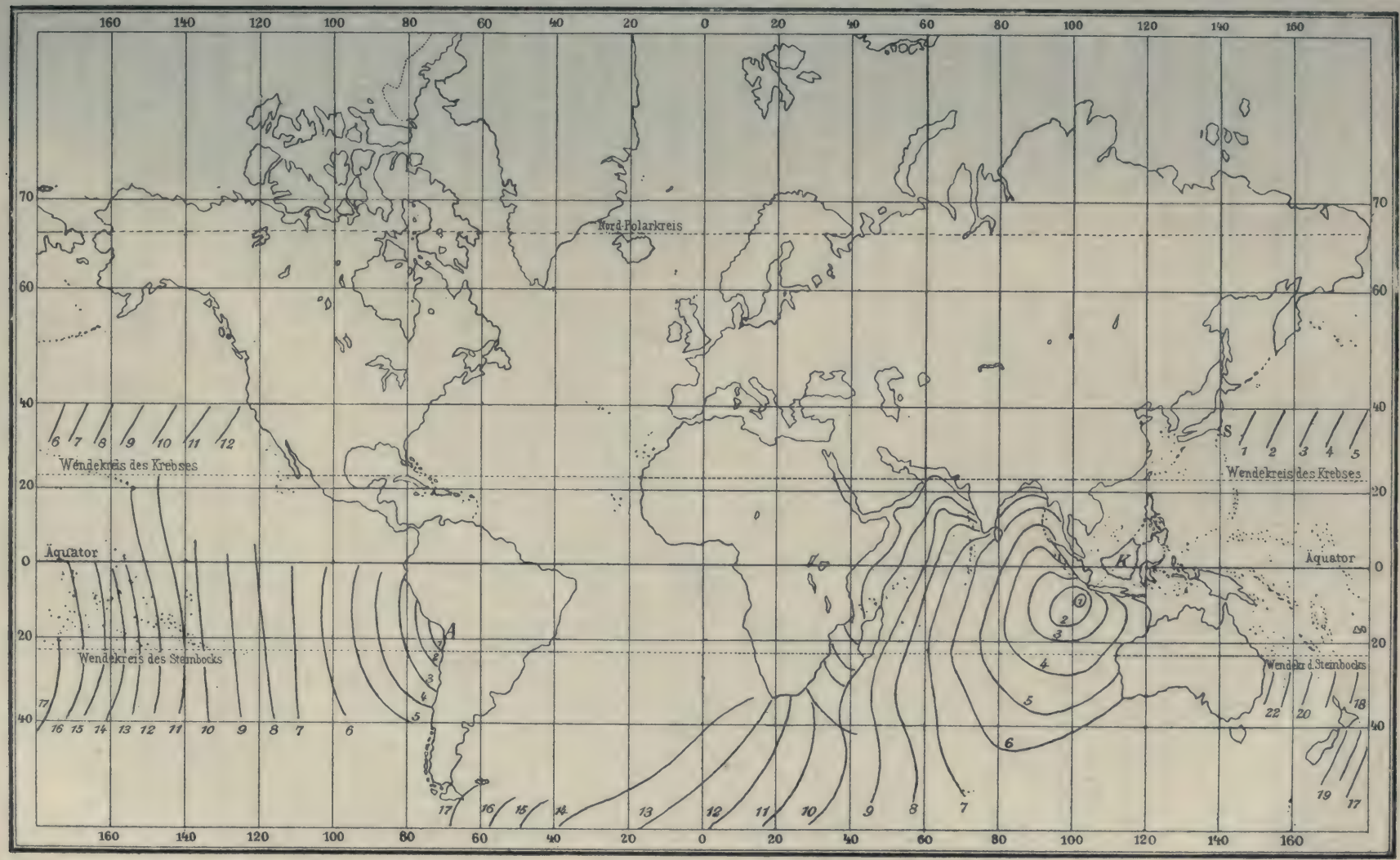


Fig. 112. Erdbebenwellen um den Mittelpunkten Arica, Südamerika (*A*), Krakatau (*K*) und Simoda, Japan (*S*). Die Ziffern geben Stunden nach dem Erdbeben an.

Diese Querbruchlinie wird ebenfalls häufig von Erdbeben betroffen. Die Grenzlinie des Haupterschütterungsgebietes bei einer solchen Erderschüt-

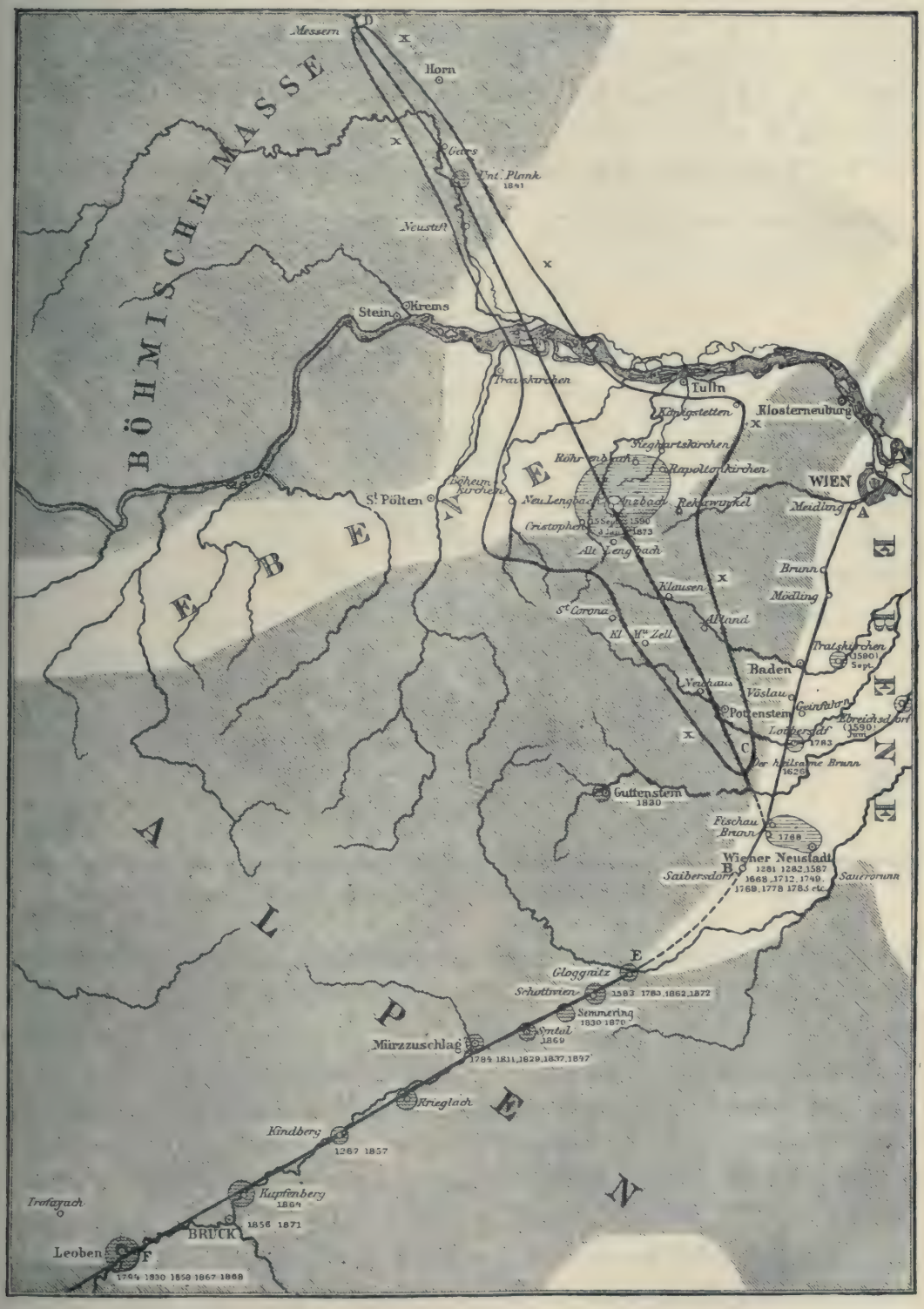


Fig. 113. Die Haupterschütterungslinien in Niederösterreich.

terung vom 3. Januar 1873 ist in der Figur mit xx bezeichnet. Der Verlauf dieser Linie zeigt, dass das Beben von der Bruchlinie ausgegangen ist, von wo es sich zur Seite verbreitet hat. Dabei fällt es auf, dass die festen Bergmassive der Alpen und der böhmischen Masse der Verbreitung der Erschütterung einen viel grösseren Widerstand geleistet haben, als die lockeren Erdschichten der dazwischen gelegenen Ebene (vgl. oben S. 321).

Am Schnittpunkt der Thermallinie mit der Kamplinie sind die be-

Fig. 114. Die Erdbebenlinien Süditaliens und Siciliens nach E. Suess.

deutendsten heissen Quellen des Gebietes gelegen und kommen die Erderschütterungen am häufigsten vor.

Ein ähnliches Bild giebt Suess von den süditalienischen und sicilianischen Erdbeben. Dieselben treten am häufigsten längs eines (in der Fig. 114 punktierten) Kreisbogens auf, welcher den Bruchrand eines grossen vom Südteil des Tyrrhenischen Meeres grösstenteils eingenommenen Senkungsfeldes bildet. Radial zu dieser bogenförmigen Bruchlinie verlaufen andere Bruchlinien, die mit punktierten Strichen bezeichnet sind. Diese radialen Bruchlinien, auf welchen die Vulkane Aetna, Vulcano und Stromboli gelegen sind, konvergieren gegen Lipari. Längs dieser Radialbrüche treten auch häufig Erdbeben auf.

Das grossartigste unter den Erdbeben dieser Gegenden war das kalabrische Beben von 1783, welches von Suess als ein peripherisches, d. h. von dem Kreisbogen ausgehendes Senkungsbeben charakterisiert wird.

Eine wichtige Bruchzone liegt westlich von der messenischen Küste und an der Aussenseite der ionischen Inseln. Sie begrenzt die 4400 m erreichende „Polatiefe“ im ionischen Meere. Von dieser Bruchlinie rühren viele Erdbeben her, darunter einige sehr bedeutende, wie das messinische von 1886, das ligurische von 1887 und das zantiotische Beben von 1893.

Aus dem Obenerwähnten scheint es hervorzugehen, dass die wichtigsten Erdbeben von Verschiebungen, besonders in vertikaler Richtung, längs Spaltflächen in der Erdkruste herrühren.

Man hat sehr vielfach versucht, die Tiefe des Erdbebencentrums unter der Erde zu bestimmen. Dazu wollte man Beobachtungen über die Eintrittszeit der Erdstösse an verschiedenen Beobachtungsorten benutzen, und man nahm dabei an, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bebenwelle überall in der Erdkruste gleich sei. Dies ist nun, wie sowohl die Theorie wie die Erfahrung zeigt, nicht der Fall, sondern die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ändert sich sehr stark nach dem Material, seiner Porosität (Zahl der Sprünge) und seinem Wassergehalt. So z. B. fanden Michel Lévy und Fouqué folgende Zahlen:

	Fortpflanzungsgeschwindigkeit
In Granit	2450—3141 m/sek.
„ kompaktem Sandstein .	2000—2526 „
„ lockerem „ . .	1190 „
„ Marmor	632 „
„ lockerem Sand	300 „

Der Sand, die Sandsteine und der Granit enthalten wohl Material von annähernd gleicher Elastizität, sind aber verschieden kompakt. Weiter wollte man aus der Fallrichtung umgestürzter Gegenstände oder der Richtung der Sprünge in Gebäuden Schlüsse in Bezug auf den Winkel der Wellen mit der Erdoberfläche ziehen. Diese Schätzungen scheinen nicht der aufgewendeten Mühe entsprochen zu haben (so z. B. findet Dutton für das Centrum des Charlestoner Bebens eine Tiefe von 13—19 km. A. Schmidt dagegen über 100 km). Wahrscheinlich geht das Erdbeben nicht von einem Punkt, sondern von einer Fläche aus. Von der alten Anschauung stammt die Benennung „Epicentrum“ für den Mittelpunkt der Erdbebenzone.

Die Physik der Erdbeben. Die wichtigsten Eigenschaften der Erdbeben sind mit Hilfe eigenartiger Apparate, Seismoskope oder Seismographen ermittelt worden. Ältere Seismographen waren flache mit Quecksilber gefüllte Schalen, an deren Seiten mehrere (8 oder 16) kleine Rinnen nach den verschiedenen Weltgegenden orientiert waren. Unter jeder Rinne stand eine Auffangetasse. Das Quecksilber war so hoch aufgegossen, dass es bei der geringsten Erschütterung durch eine der Rinnen hinausfloss. Aus der ausgeflossenen Quecksilbermenge und aus der Lage der Rinnen, durch welche es ausgeflossen war, zog man Schlüsse über die Stärke und Fortpflanzungsrichtung des Erdbebens.

In Italien verwendet man teils dieses Instrument, teils lange (über 2 m) mit kolossalen Kugeln (bis über 100 kg) belastete Pendel, welche bei jeder Gleichgewichtsstörung in Schwingungen geraten. Die Schwingungen werden gewöhnlicherweise durch zwei lange Hebel in zwei Komponenten, eine nordsüdliche und eine ostwestliche, zerlegt. Die Hebel zeichnen mit leichten Glasstiften auf berusste Papierstreifen, die durch ein einfaches Uhrwerk unter den Spitzen vorwärts geschoben werden. Das Uhrwerk markiert auf die Papierstreifen die Stunden- und Minutenschläge.

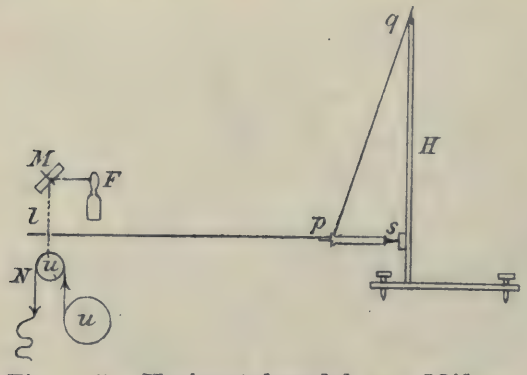


Fig. 115. Horizontalpendel von Milne.

Die Vertikalpendelapparate sind durch die grosse Reibung sehr unempfindlich. Dies ist nicht der Fall mit dem Horizontalpendelapparat von Milne (Fig. 115). An dem Stativ H ist das etwa 1 m lange Pendel lps, dessen längerer Teil lp aus einem sehr leichten Aluminiumdraht besteht, an zwei Punkten p, mittelst des Aufhängefadens pq, und s, mittelst einer an H anliegenden scharfen Spitze, unterstützt. Der ganze Apparat ist auf einem erdfesten Pfeiler aufgestellt und zum Schutze gegen Luftströmungen in ein Blechgehäuse eingeschlossen. Das Pendel ist so empfindlich gegen Erschütterungen, dass eine Neigung des Bodens von $0{,}2''$ bei einer Schwingungszeit von 30 Sek. einer Ablenkung des Punktes l von 1 mm entspricht. In F steht eine Lampe, deren Licht von dem Spiegel M zum Punkte l gesandt wird, wo es durch ein ausgebohrtes Loch auf einen Streifen N von photographischem Papier fällt, welches mittelst eines Uhrwerkes über die Rollen $u\,u$ fortgeschoben wird.

Wenn nun l sich hin und her bewegt, so erhält man auf N nach Entwickelung eine Kurve, welche die Grösse der Bewegungen angiebt.

In eben derselben Weise geraten andere aufgehängte Gegenstände, wie die Magnete in den magnetischen Observatorien, bei Erdbeben in Schwingungen und registrieren dieselben, falls die Lage der Gegenstände aufgezeichnet wird.

Eine Probe einer solchen in der Station Shide auf der Insel Wight aufgenommenen Kurve wird in der nebenstehenden Figur 116 gegeben. Man bemerkt auf dieser eine Stelle, bei welcher die erste Störung ankam, in diesem Falle 31. Aug. 1898 um $20^h\ 5^m\ 2^s$. Diesem entspricht eine

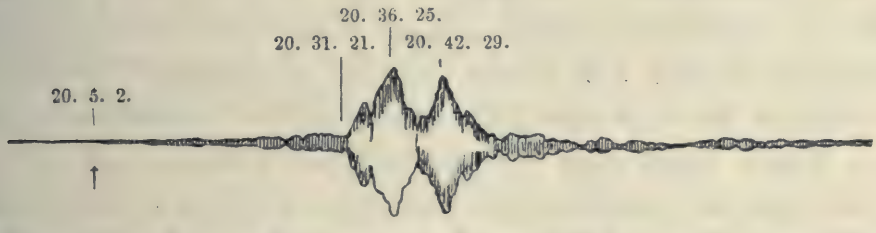


Fig. 116. In Shide aufgenommenes Seismogramm vom 31. Aug. 1898.

sehr schwache Verdickung der Linie, welche auf dem photographischen Papier gezeichnet wird. In dem Diagramm ist diese Stelle durch einen Pfeil angedeutet. Etwas später (5—6 Minuten) kamen andere Störungen, die, anfangs schwach, auf ein starkes Maximum um $20^h\ 36^m\ 25^s$ anwuchsen. Dieses Maximum entsprach Schwingungen von 9 mm Amplitude, einer Neigung von 5,4″ entsprechend. Danach kamen mehrere starke Stösse und später schwächere, die allmählich an Stärke abnahmen.

Die ersten Anzeichen dieser Erderschütterung kamen an folgenden Orten an und erreichten ihre Maxima zu den folgenden Zeiten:

	Ankunftszeit			Maximum		
Shide England . . .	20^h	5^m	2^s	20^h	36^m	25^s
Kew „	20	4	0	20	35	0
Nikolaiew, Russland .	20	39	0	20	42	0
Rocca di Papa, Italien	20	3	40	20	31	0
Ischia „ .	20	3	45	20	30	0
Catania „ .	20	4	3	20	12	33
Toronto, Canada . . .	20	17	53	21	3	20
Batavia, Java	20	1	18			
Madras, Indien . . .	20	2	5	20	18	0

Aus diesen Daten kann man konstruieren, dass die Erschütterungsstelle im südlichen Teil des indischen Oceans lag, östlich von Madagascar.

An den Kurven sieht man kleine Vibrationen von 12 Sek. Dauer im ersten Teil, von 15,4 Sek. im Hauptteile des Diagrammes.

Wie aus der Diskussion von Milne ersichtlich, treffen die Erdbeben die ganze Erde. Nur in der unmittelbaren Umgebung, in einer Entfernung von 50—150 km, erschüttert ein mässiges Erdbeben die Schornsteine oder wirft die Dachziegel ab. Es wird erst als vorlaufende Schwingung vernommen, wonach ein oder mehrere Stösse kommen, denen eine Reihe von absterbenden Schwingungen folgt. In grösseren Entfernungen, bis 500 km, werden die Stösse weniger scharf und ähneln mehr unregelmässigen Wellen von langer Periode. Aufgehängte Gemälde geraten daselbst in Schwingungen, ebenso andere freihängende Gegenstände. Weiter hinaus sind die gewöhnlichen Erdbeben für das Gefühl nicht merkbar, sie machen sich aber bei den feineren Seismographen wahrnehmbar.

Die vorlaufenden Schwingungen pflanzen sich, nach an verschiedenen Orten aufgenommenen Seismogrammen, mit einer Geschwindigkeit von etwa 2,5 km pr. Sek. in der Nähe des Epicentrums fort. Nach den Aufzeichnungen von Seismographen mit grosser Reibung ist die Periode dieser Schwingungen etwa 0,05 bis 0,2 Sek. Die Zeit, welche zwischen diesen vorlaufenden Schwingungen und den starken Wellen verstreicht, ist um so bedeutender, je weiter die Beobachtungsstation von dem Epicentrum abgelegen ist. So beträgt diese Zeit für ein Erdbeben aus Haïti: in Toronto etwa 4 Minuten (20° Entfernung), in Shide 20 Minuten (62° Entfernung). Für Erdbeben, die aus Japan oder Borneo stammen, ist die betreffende Zeit in Shide 32 Minuten, bezw. 40—43 Minuten, während die Bogenentfernung 85° bezw. 112° beträgt. Dies giebt ein Mittel, um aus einem Seismogramm die Entfernung des Epicentrums annähernd zu ermitteln.

Aus den Aufzeichnungen an verschiedenen Beobachtungsorten kann man die Geschwindigkeit messen, mit welcher diese ersten Wellen sich rund um die Erde fortpflanzen. Wenn die Entfernung vom Epicentrum nicht 20° erreicht, kann man mit einer mittleren Geschwindigkeit von 2,5 km pr. Sek. rechnen. Bei grösseren Entfernungen wächst die Geschwindigkeit ungefähr wie die Kubikwurzel aus der grössten Tiefe der Sehne, welche den Beobachtungsort mit dem Epicentrum verbindet, wie folgende Tabelle zeigt:

Entfernung in Bogengr.	Sehnenlänge in km	Grösste Tiefe km	$\sqrt[3]{n}$	Geschw. (v) km pr. Sek.	$\frac{v}{\sqrt[3]{n}}$
20	2208	97	4,60	2,75	0,598
60	6360	853	8,47	5,7	0,673
80	8175	1487	10,17	7,5	0,672
110	10419	2712	12,55	9,3	0,741
140	11952	4197	14,66	9,9	0,675
180	12720	6360	17,21	11,1	0,645

Die Amplitude dieser ersten Schwingungen ist nach den Seismogrammen sehr gering, etwa 0,05 mm.

Die kräftigen Stösse kommen, wie gesagt, um so später nach der ersten Erschütterung, je grösser die Entfernung vom Epicentrum ist. Man hat für die Geschwindigkeiten dieser Stösse folgende Zahlen erhalten:

Entfernung in Bogengraden	Geschwindigkeit längs dem Bogen	längs der Sehne nach Milne	v. Rebeur	Cancani
20^0	2,1	2,1	1—2,5	2,5
60	2,8	2,7	—	2,7
80	2,9	2,7	3—3,5	—
110	3,3	2,8	—	3,1

Diese Ziffern geben zu sehr interessanten Schlüssen Anlass. Die starken Erschütterungen besitzen eine Geschwindigkeit, welche nur langsam mit der Entfernung zunimmt. Dies zeigt, dass sie durch ziemlich gleichartiges Material fortgepflanzt werden. Ihre bedeutende Kraft deutet an, dass sie relativ wenig geschwächt werden. Es ist natürlich anzunehmen, dass sie in der elastischen festen Erdkruste vorsichgehen. Die Elastizität derselben wird mit der Tiefe zunehmen, da alle Körper bei hohen Drucken eine bedeutend verminderte Kompressibilität besitzen. Zwar nimmt auch die Dichte etwas zu, aber nicht in so beträchtlichem Grade, wie die Kompressibilität abnimmt. Die Folge davon wird sein, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche der Quadratwurzel aus dem Produkt der Dichte und der Kompressibilität umgekehrt proportional ist, etwas mit der Tiefe zunehmen muss. Da aber die feste Erdkruste nur bis zu einer mässigen Tiefe (etwa 30—50 km) hinunterreicht, so wächst die Geschwindigkeit der durch sie fortgepflanzten Wellen nur bis zu einem bestimmten Maximalwert (etwa 3,4 km pr. Sek.) von einem Minimum (von etwas unter 2 km pr. Sek.) in der Nähe der Erdoberfläche.

Wenn die Entfernung des Beobachtungsortes vom Epicentrum sehr gering ist (unter 10^0), fallen diese starken Wellen mit den schwachen Vorläufern zusammen, d. h. letztere verschwinden. Diese besitzen auch eine Geschwindigkeit von etwa 2 km pr. Sek. bei Entfernungen unter 10^0.

Diese Umstände zeigen, dass die Elastizität der festen Erdkruste in ihren tiefsten Schichten etwa viermal grösser, d. h. ihre Kompressibilität viermal geringer, als an der Erdoberfläche sein würde. Dies ist an und für sich nicht sonderbar. Da die Kompressibilität (c) von Kieselsäure, welche einer der wichtigsten Mineralbestandteile der Erde ausmacht, $2{,}7.10^{-6}$ nach Voigt und ihre Dichte (ϱ) 2,7 ist, erhält man eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit (v) in derselben gleich:

$$v = \sqrt{\frac{1{,}0133.10^6}{c \cdot \varrho}} = \sqrt{\frac{1{,}0133.10^{12}}{(2{,}7)^2}} = 3{,}64.10^5 \text{ cm/sek.}$$

Die Zahl im Zähler unter dem ersten Wurzelzeichen ist der Wert einer Atmosphäre in Dynen pr. cm^2, denn die Kompressibilität (c) ist pro Atmosphäre gerechnet. Ungefähr ebenso gross ist die Kompressibiltät der Gläser im Mittel, welche die grösste Ähnlichkeit mit den hauptsächlichen Bestandteilen der festen Erdkruste (Granite, Gneise) besitzen. Die Zahl 3,64 ist um 14 Proz. grösser, als die grösste für Granit gefundene Zahl 3,14. Es ist demnach natürlich, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der festen Erdkruste etwa so hoch zu taxieren.

Die eben berechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit stimmt sehr gut mit der maximalen Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdstösse in der festen Erdkruste überein. Dass die Geschwindigkeit in der Nähe der Erdoberfläche geringer ist, rührt wohl daher, dass dieselbe viel lockerer als die tieferen Erdschichten ist, und dass Wasser, in welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur 1,4 km pr. Sek. beträgt, darin eine grosse Rolle spielt.

Es ist wohl teilweise als ein Zufall zu betrachten, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in tieferen Erdschichten so nahe mit dem für Quarz bei gewöhnlichem Druck und Temperatur übereinstimmt. Denn mit steigendem Druck nimmt die Kompressibilität ab, mit steigender Temperatur dagegen zu, und es ist wohl sehr eigentümlich, wenn diese beiden Änderungen einander so gut wie gänzlich kompensieren.

Ganz anders wie diese relativ wenig gedämpften Schwingungen der festen Erdkruste verhalten sich die schwachen vorlaufenden Schwingungen, welche die erste Botschaft von dem Erdbeben mit sich bringen.

Sie verlaufen offenbar nicht längs der Erdoberfläche oder in einigen hundert Kilometern unter derselben, sondern sie dringen allem Anschein nach tief in das zähe Erdinnere hinein. Ihre Geschwindigkeit nimmt höchst bedeutend mit der Tiefe der Verbindungslinie zwischen Epicentrum und Beobachtungsort zu, und zwar sehr nahe, wie die dritte Wurzel aus der grössten Tiefe. Um längs einem Halbmesser der Erde zu passieren, brauchen sie 1145 Sekunden oder etwa 19 Minuten. Da die feste Erdkruste etwa 40 km tief auf jeder Seite der Erde hinunterreicht, zu dessen Durcheilen der Stoss etwa 23 Sek. nötig hat, so bleiben für die übrigen 11920 km nur etwa 1122 Sek. übrig, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Erdinnern beträgt etwa 10,6 km pr. Sek. Da nun die Dichte des grössten Teiles dieser Strecke ungefähr 2,5 mal grösser ist wie die Dichte der festen Erdkruste, so muss die mittlere Kompressibilität des inneren Erdkerns ungefähr 21 mal geringer sein, als diejenige des Quarzes, und ungefähr fünfmal geringer als diejenige von festem Stahl nach Amagats Messungen.

Trotz der hohen Temperatur muss der unerhörte Druck diese grosse Abnahme der Kompressibilität bewirken. Die gasförmigen Bestandteile des Erdinnern weichen also in dieser Beziehung ganz enorm von den uns bekannten Gasen ab. Wenn man aber aus den uns bekannten Thatsachen über die Kompressibilität der Gase bei sehr hohen Drucken sich eine Vorstellung über die Kompressibilität von Gasen unter Drucken, welche dem Erdinnern entsprechen, zu bilden versucht, stösst man nicht auf Widersprüche. Mit stetig zunehmendem Druck nähert sich nämlich das Volumen der Gase asymptotisch einem bestimmten von der Temperatur abhängigen Wert, dem sogenannten Covolumen. Mit anderen Worten, die Kompressibilität nähert sich mit steigendem Drucke dem Werte Null.

Da nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in allen Tiefen gleich ist, so folgt daraus, dass der erste Stoss nicht den geradlinigen Weg vom Epicentrum (E) zum Beobachtungsorte (B) gegangen ist. Vielmehr ist der Weg dieser Welle ein solcher, dass der Stoss längs demselben in der kürzesten Zeit nach dem Beobachtungsorte anlangt. (Die entsprechende Kurve ist eine Brachystochrone.) Demzufolge ist der Weg vom Epicentrum E nach innen gebogen, etwa wie die Kurven in Fig. 117. Wenn auch die Verbindungslinie zwischen E und dem Beobachtungspunkt B nur durch die feste Erdkruste verläuft, so wird doch meistenteils ein sehr grosser Teil des Wellenweges im flüssigen Magma liegen. Besonders ist dies in seismischen Gegenden der Fall, wo das

Magma relativ nahe an die Erdoberfläche kommt. Dieser Umstand erklärt, dass, nur wenn *EB* sehr kurz ist (unter 100 km), der erste Stoss von dem Hauptstoss nicht zu unterscheiden ist.

Zufolge der starken Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Tiefe verläuft die Fortpflanzungskurve *EB* in *E* und *B* nahezu senkrecht zur Erdoberfläche, wenn die Entfernung *EB* nicht allzu gering ist.

Ebenso grosses Interesse wie die Betrachtung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Erdinnern bietet die Thatsache, dass auch bei den allerheftigsten Erdbeben der erste Stoss unerhört schwach ist, sobald die Welle einen merkbaren Teil des flüssigen und gasförmigen Erdinnern durchlaufen hat. Dieser Umstand zeigt, dass die Stosswelle im Erdinnern durch die Zähflüssigkeit ganz enorm gedämpft wird. Wäre nun das Erdinnere ein starrer Körper, wie Einige meinen, so müsste der erste Stoss kräftiger sein als der Anteil des Stosses, welcher sich durch den unbedeutenden Teil der festen Erdkruste mit einer maximalen Geschwindigkeit von 3,5 km pr. Sek. sich fortpflanzt. Da nun gerade das Umgekehrte in höchst ausgeprägtem Maasse stattfindet, so müssen wir schliessen, dass das Erdinnere eine ungeheuere Zähflüssigkeit besitzt. Dies trifft nun nicht nur für das flüssige Magma, sondern auch für sehr heisse komprimierte Gase zu. Die Schlüsse, welche wir aus dem Verhalten der Erdstösse in Bezug auf das Erdinnere ziehen, stehen also im allerbesten Einklang mit dem, was oben (S. 281) aus der Zunahme der Temperatur mit der Tiefe geschlossen wurde.

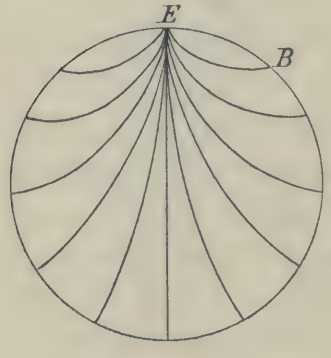


Fig. 117.

Die Beobachtungen ergeben demnach drei verschiedene Wellenzüge, die von dem Erschütterungsgebiet nach dem Beobachtungsorte hin sich verbreiten. Am schnellsten geht der Wellenzug durch das Erdinnere, indem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit da im Maximum 10.6 km pr. Sek. beträgt. Das Maximum trifft ein, wenn die Punkte *E* und *B* auf demselben Erddurchmesser liegen. Wegen der grösseren Kompressibilität des Erdinnern in der Nähe der Erdoberfläche wird die Geschwindigkeit um so geringer, je kürzer *EB* ist und sinkt bis auf ein Minimum von 2,75 km pr. Sek., wenn die Entfernung *EB* sehr gering wird (unter 20 Gradbogen).

Diese Wellenbewegung wird zufolge der grossen inneren Reibung

im Erdinnern stark gedämpft und giebt deshalb nur zu einem kaum merklichen Stosse Anlass.

Der kräftige Stoss pflanzt sich durch die feste Erdkruste fort. Die Geschwindigkeit dieses Wellenzuges beträgt 2—3,5 km pr. Sek. je nach der Entfernung.

Schliesslich kommt die transversale Meereswelle (das Seebeben), welche wie gewöhnliche Wellen durch die Schwerenwirkung fortgepflanzt wird. Wenn man die mittlere Tiefe des Oceans gleich 3500 m annimmt, so wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellenbewegung 0,185 km pr. Sek. Sie ist übrigens der Quadratwurzel aus der Tiefe proportional (vgl. oben S. 321). Etwa doppelt so schnell schreitet die Schallwelle in der Luft fort.

An den Erdbebenbeobachtungen nehmen jetzt (1899) folgende Stationen teil: Shide, Kew, Toronto, Victoria (Brit. Col.), San Fernando (Spanien), Madras, Bombay, Calcutta, Batavia, Mauritius, Capstadt, Arequipa (Mexiko), Philadelphia, Tokio, Cordoba (Argentina), Neuseeland, Kairo, Paisley, Mexico, Beyrut, Honolulu, Trinidad, Nikolaiew, Potsdam, Triest, Rocca di Papa, Ischia, Catania, Bidston und Edinburg. Erdbeben, welche an wenigstens zwei nicht all zu nahe aneinander gelegenen Stationen bemerkt werden, treffen etwa einmal jede Woche ein.

Obgleich die grossen Erderschütterungen vom Boden des Oceans nicht notwendigerweise direkt mit den vulkanischen Erscheinungen verbunden sind, so liegen doch die steilen Abfälle im Ocean in der unmittelbaren Nähe von stark vulkanischen Gebieten. Dies ist z. B. der Fall mit folgenden wichtigsten Erdbebendistrikten, neben welchen die Neigung des Meeresbodens verzeichnet ist:

Westküste von Südamerika, bei Aconcagua	Neigung	1 : 20,2
Die Kurilen bei der Insel Urup	„	1 : 22,1
Japan, Westküste der Insel Nippon . . .	„	1 : 30,4
Sandwich-Inseln nach Norden	„	1 : 23,5

Die grössten Neigungen des Meeresbodens in nicht seismischen Gebieten beträgt: an der Südküste von Norwegen etwa 1 : 73 und an der Küste von Australien 1 : 91. Die starke Neigung des Meeresbodens in seismischen Gebieten giebt ein Maass der Verbiegung des Meeresbodens. Es ist natürlich anzunehmen, dass die Zahl und Grösse der kleinen Risse im Meeresboden, durch welche das Wasser zum Magma hineinsickert, mit dieser Verbiegung zunimmt. Übrigens wird das flüssige Erdinnere an solchen einspringenden Ecken die feste Erdkruste auflösen und nur

eine dünne Rinde zurücklassen. In der Nähe dieser grossen Bodenneigungen des Meeres liegen deshalb die wirksamsten Vulkandistrikte der Erde.

Die Entstehungsweise der Erdkruste. Sobald die Temperatur genügend tief gesunken war, erstarrte die Erdoberfläche als eine Kruste von Silikaten. Später, nachdem die Temperatur unter die kritische Temperatur des Wassers — etwa 365^0 — gesunken war, entstand der Ocean, welcher stark dazu beitrug, das Aussehen des Meeresbodens umzugestalten. Nachdem nun eine feste Erdkruste vorhanden ist, deren Temperatur nur mässigen Schwankungen ausgesetzt war, wie in der jetzigen Zeit, konnte nur das Erdinnere zufolge der langsamen Wärme-

Fig. 118. Schematisches Bild der „Kalkkeile" (*a*) im Gneise, (*b*) vom Berner Oberland; nach Baltzer.

abgabe vermittelst Wärmeleitung in der Kruste sich abkühlen und damit sich zusammenziehen. Die Erdkruste musste dann zusammenschrumpfen, ungefähr wie die Haut eines eintrocknenden Apfels. Dadurch entstanden gewaltige Überschiebungen, welche in mehreren Gegenden konstatiert sind, und grosse Falten, welche in den Gebirgsgegenden so auffällig sind. Je nach der Plasticität der verschiedenen Erdlager, welche wohl zum grössten Teil von ihrem Wassergehalt abhing, und der Grösse und Richtung des Druckes konnten die verwickeltsten Verbiegungen entstehen (vgl. Figg. 118 und 119). Die eben gebliebenen Stellen sanken teilweise nach und wurden vom Weltmeer bedeckt. Auf diese Weise entstand in der Hauptsache die Verteilung zwischen Land und Meer. Viele Forscher sind der Ansicht, dass die tiefsten Stellen des Meeres seit der Silurzeit vom Meere bedeckt geblieben sind.

Durch ein genaues Studium der Verbiegungen kann man eine

Schätzung ausführen, eine wie grosse Oberfläche ursprünglich von den gebogenen Schichten bedeckt war und diese mit dem jetzigen Horizontalquerschnitt derselben Schichten vergleichen. Solche Schätzungen der Zusammenziehung sind von Heim und anderen ausgeführt worden. Sie leiden jedenfalls an einer bedeutenden Unsicherheit. Zur Orientierung

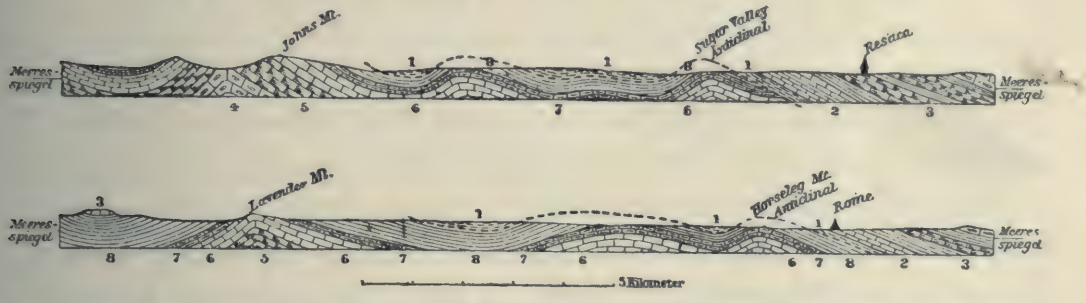


Fig. 119. Überschiebung im Appalachen-Gebirge. 1. Coosa-Schiefer. 2. Rome-Sandstein und Quarzit. 3. Connasauga-Schiefer. 4. Knox-Dolomit. 5. Chickamauga-Kalkstein und Rockmart-Schiefer. 6. Rockwood-Bildung. 7. Fort-Payne-Hornstein. 8. Floyd-Schiefer. 1—3 gehören der kambrischen, 4—6 der silurischen und 7—8 der untersten Kohlenformation an (nach C. W. Hayes). Die Verschiebung wird dadurch gekennzeichnet, dass mit niederen Ziffern bezeichnete ältere Schichten stellenweise über mit höheren Ziffern bezeichneten jüngeren Schichten liegen.

gebe ich nach Penck einige solche Ziffern an, in welchen a die ursprüngliche Breite der gefalteten Fläche, b die jetzige Breite derselben (die Länge ist unverändert geblieben) und a/b die Zusammenziehung bedeuten.

		a	b	a/b
Schweizer Jura bei Genf	(nach Heim)	22	17	1,29
„ „ „ Biel	„ „	29	24	1,21
Kettenjura	„ „	12	7	1,71
Schweizer Nord- und Central-Alpen	„ „	158	82	1,93
Ostalpen	(nach Rothpletz)	253	222	1,14
Appalachen, Teil 1	(nach Claypole)	161	105	1,53
„ Teil 2	„ „	97	79	1,22
Californisches Küstengebirge	(nach Leconte)	24—29	10	2,4—2,9.

Rudzki nimmt an, dass die mittlere Zusammenziehung nur 1,14 beträgt. Die Grösse der von Faltung betroffenen Oberfläche schätzt er folgendermaassen:

In Europa	$4{,}64.10^6$ km^2
„ Asien	24,88 „ „
„ Nordamerika	14,16 „ „

In Südamerika	$3{,}15.10^6$ km^2
„ Afrika	0,72 „ „
„ Australien	1,05 „ „
Auf Inseln des Stillen Ocean . . .	3,53 „ „
Unter dem Meer an der Küste . . .	13,25 „ „
Summa:	$65{,}38.10^6$ km^2.

Da die ganze Erdoberfläche $509{,}9.10^6$ km^2 beträgt, so macht der gefaltete Teil davon 12,8 Proz. aus. Die totale Zusammenziehung der Erdkruste würde 0,14 davon ausmachen, d. h. 9,1 Millionen km^2 oder 1,8 Proz. der jetzigen Erdoberfläche. Davon gehen die Durchschnitte der durch vulkanische Ausgüsse gebildeten Gänge ab, welche zu 1 Million km^2 geschätzt werden. Danach wäre die wirkliche Zusammenziehung der Erde 8,1 Millionen km^2 oder 1,6 Proz. der jetzigen Erdoberfläche. Daraus folgt, dass der Erdradius um 0,8 Proz. oder um 51 km geschrumpft ist.

Bei solchen Schätzungen muss man natürlicherweise die durch Verwitterung und Abtragung entfernten Teile der Gebirgsketten rekonstruieren. Auf ähnliche Weise hat Heim geschätzt, dass die ganze Zusammenziehung des Erdballes, seitdem die jetzt vorhandenen Gebirgsketten sich zu bilden anfingen, nicht ganz 1 Proz. des jetzigen Erddurchmessers beträgt. Der Erdhalbmesser sollte sich demnach nicht um völlig 64 km verkürzt haben. Eine viel niedrigere und wahrscheinlich zu geringe Ziffer ist die oben angeführte von Nathorst, welcher annimmt, dass seit der Silurzeit der Erdhalbmesser nur um etwa 5 km geschrumpft sei.

Diese Schrumpfung geht, wie oben gezeigt wurde (vgl. S. 282), ganz ausserordentlich langsam vor sich, denn sie beruht auf der Abkühlung der Erdmasse, welche ausserordentlich zähflüssig ist, sodass die Wärmeabfuhr auf die langsam wirkende Leitung der Wärme beschränkt ist. Die relativ zu den Dimensionen des Erdinnern sehr dünne Erdkruste kann, wie Ekholm gezeigt hat, während dieses langsamen Prozesses zufolge veränderter Ausstrahlung relativ kurzperiodische Schwankungen, deren Längen jedoch nach Millionen oder wenigstens Hunderttausenden von Jahren zu rechnen sind, durchmachen. Wenn also, z. B. während einer langen Eiszeit, die ganze Erdkruste abgekühlt wird, so ist es sehr wohl möglich, ja sogar wahrscheinlich, dass diese Abkühlung so schnell vor sich geht, dass das Erdinnere nicht mitfolgen kann. Es ist hauptsächlich die unter dem Festland befindliche Erdkruste, welche von dieser Abkühlung betroffen wird. Es werden dann Risse an den schwächsten

Stellen der Erdkruste entstehen und dadurch das Hinaufdringen des flüssigen Magmas begünstigt werden. Mit anderen Worten: der Vulkanismus wird danach steigen. Dadurch kommen ganz andere gebirgsbildende Kräfte ins Spiel. Die Vulkane schütten grosse Mengen von festen Stoffen aus und dadurch heben sich allmählich diejenigen Erdteile, wo der Vulkanismus seinen Hauptsitz hat. So wird wahrscheinlicherweise im Laufe der Zeit Kamtschatka durch die Kurilen mit Japan verbunden werden, die amerikanische Küste am Stillen Ocean höher hinaufsteigen. Vielleicht wird auch die vulkanische Wirksamkeit lange genug dauern, um die Umgebungen des Längsrisses im Atlantischen Ocean zu Tage zu befördern. Es ist gar nicht unwahrscheinlich, dass gerade in der Gegenwart die Kälte der letzten Eiszeit noch in die tieferen Lagen der Erdkruste hineindringt und so eine langsame Zunahme des Vulkanismus zu stande bringt.

Wir besitzen demnach zwei verschiedene gebirgs- und festlandsbildende Agentien, welche wechselweise in Wirkung treten, die relative Schrumpfung des Erdinnern, welche als der Hauptprozess anzusehen ist, und der auf lange dauernde Abkühlungen der Erdkruste folgende gesteigerte Vulkanismus. Durch den erstgenannten Prozess entstehen die grossen Gebirgsfalten, welche für die meisten Gebirgsketten, wie den Himalaya, die Alpen etc., charakteristisch sind. Durch den zweiten Prozess heben sich Teile am Meeresboden, wo Spalten vorkommen, nebst ihren Umgebungen. Neben diesen beiden Prozessen scheinen die anderen von sekundärer Bedeutung zu sein. So z. B. hebt sich nach der Meinung vieler Forscher die skandinavische Halbinsel durch langsame elastische Nachwirkung aus der niedergepressten Lage, in welche sie durch die Belastung der Eismassen der Eiszeit gezwungen wurde. Diese Hebung, seit der letzten postglacialen Meeresbedeckung, erreicht im innern Nordschweden etwa 180 m (nach De Geer). In ähnlicher Weise hat sich das östliche Nordamerika nach der Vereisung aufgewölbt. Eine gleichartige Hebung ist in Utah erfolgt (um etwa 150 m nach Gilbert). Auch am Nordrande der Schweizer Alpen sind die quartären Schichten gehoben (Heim). Überhaupt zeigen die Kontinente an vielen Stellen Massendefekte unter ihnen. Die Erde strebt aber einem Gleichgewichtszustande zu, in welchem diese Massendefekte ausgeglichen sind. Folglich wirken Kräfte zu dem Endziel, die betreffenden Stellen in die Höhe zu schieben. Die Plastizität des Erdinnern wird einen langsamen Nachschub erlauben, ob derselbe aber nennenswert ist, muss künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Diese Ansicht ist von Dutton zu einer sogenannten isostatischen Theorie entwickelt. Die nivellierenden Kräfte streben die Gebirgshöhen abzutragen und in Form von Sediment in der Nähe der Küsten abzulagern. Wenn also einmal Gleichgewicht (Isostasie) in der Schwerenwirkung stattgefunden hätte, so würde es gleich wieder gestört werden, so lange Nivellierungen noch auf der Erdkruste vorkommen. Die Isostasie strebt sich wieder durch Senkung der Küste und Hebung des Festlandes herzustellen. Die Erdkruste besitzt bei der Senkung der Küstenstrecke den geringsten Widerstand landeinwärts, wo die hebenden Kräfte wirksam sind; die sinkende Küstenmasse wird gleichsam unter das Festland hineingeschoben. Ein gewisser äusserst langsamer Kreislauf des Materials der Gebirgsketten würde daraus resultieren. Nach Duttons Meinung soll das Hineindringen der Küstenablagerungen unter den Festland so mächtig sein, dass es vermag, der Erdkruste langgestreckte und tiefe Faltungen, in Form von Küstengebirgsketten, zu erteilen.

Wie Ekholm gezeigt hat, ist die Natur bestrebt, eine Art Oscillation zwischen den beiden Prozessen der Schrumpfung der Erdkruste und des Vulkanismus zu erhalten. Die vulkanischen Ausbrüche fördern nämlich nicht nur feste, sondern auch gasförmige Bestandteile zur Atmosphäre hinauf. Unter diesen Gasen ist die Kohlensäure von besonders grosser Bedeutung, indem sie die Wärmedurchlässigkeit der Atmosphäre vermindert und dadurch eine Steigerung der Erdoberflächentemperatur verursacht. Nach genügend langer Zeit dringt die Temperaturerhöhung von der Erdoberfläche in die Erdkruste hinein und veranlasst einen tangentialen Druck in derselben. Dadurch entstehen teils Falten, d. h. Gebirgsketten, teils werden die Spalten zusammengedrückt und die vulkanische Thätigkeit vermindert, wobei auch die zufolge der vulkanischen Thätigkeit hinauf beförderten festen Stoffe mächtig mitwirken. Die Kohlensäureproduktion wird stark vermindert, dagegen trifft dies nicht für den Verbrauch dieses Gases zufolge der Verwitterung zu. Es wird die Atmosphäre wieder durchlässiger für Wärme und eine langsame Abkühlung erst der Erdoberfläche, dann der tiefer liegenden Teile der Erdkruste, fängt an. Wenn diese Abkühlung weit genug fortgeschritten ist, fängt das Spiel wieder an, indem neue Spalten in der Erdkruste entstehen, und dadurch eine neue verstärkte vulkanische Thätigkeit verursacht wird. Die Periodicität hängt also von dem ausserordentlich langsamen Eindringen der Wärmewelle von der Oberfläche in die tieferen Schichten der Erdkruste ab. Je dicker die Erdkruste wird, desto länger werden die betreffenden Perioden ausfallen, und zwar wird nach dem

Gesetze der Wärmeleitung die Periodenlänge dem Quadrate der Dicke der festen Erdkruste proportional zunehmen.

Diese Veränderungen gehen immer sehr langsam vor sich. Man erklärt auf diese Weise den Umstand, dass Flussläufe nicht selten Bergrücken durchqueren. Der Bergrücken hat sich auf der Stelle gehoben, wo ein altes Flussbett lief. Die Hebung geschah aber so langsam, dass das fliessende Wasser sein Bett ebenso schnell aushöhlen konnte. Ebenso wirkten die bergabtragenden Kräfte an anderen Teilen des sich hebenden Berges, sodass kein Teil desselben die Höhe besitzt, welche er gehabt hätte, falls solche Kräfte nicht wirksam gewesen wären. Infolgedessen gehören die Bergkämme, welche in relativ späten geologischen Zeiten sich gehoben haben, zu den höchsten auf der Erde.

Die nivellierenden Kräfte. Wenn die Erde flüssig wäre, so würde sie, wie oben gesagt, die Form eines Umdrehungsellipsoides annehmen. Die wirkenden Kräfte streben auch der festen Erdkruste diese Form zu erteilen, die festen Körper geben aber nicht, wie flüssige und gasförmige, den kleinsten Kräften nach. Durch die Bewegung flüssiger oder gasförmiger Körper werden aber kleine feste Körper von ihrer Unterlage gehoben und können demnach dem nivellierenden Bestreben der Schwere Folge leisten. So führen die Bäche und Flüsse, welche aus dem Regenwasser entstehen, feste Körper zu tiefer liegenden Stellen. Die kleinsten Partikelchen werden als Schlamm zum Meere mitgeschleppt, wo sie im salzigen Wasser schnell sich absetzen. Salzhaltiges Wasser besitzt nämlich die sonderbare Eigenschaft, dass darin schwebende schwerere Teilchen sich zusammenballen und deshalb viel schneller zu Boden fallen, als in reinem Wasser. Diese Eigenschaft nimmt mit dem Salzgehalt schnell zu, sodass sie im stark salzigen Meereswasser ausserordentlich viel mehr ausgeprägt ist, als im salzarmen Flusswasser. Diese Eigentümlichkeit, von welcher man sich leicht durch einen Versuch überzeugen kann, ist für die Sedimentbildung in der Natur von der allergrössten Bedeutung.

Durch den Kreislauf des Wassers werden folglich die leichteren Partikel, wie Sand, Lehm etc. von den höheren Punkten der Erde zu den niederen und besonders zu den Meeresböden in der Nähe der Küste hinuntergeschleppt. Dabei ist die Mitwirkung der festen Mineralpartikelchen höchst wichtig, indem sie wie eine harte Feile gegen die Unterlage wirken, welche dem Wasser allein vollkommen Widerstand leisten würde. Die erodierende Wirksamkeit der Flüsse beruht demnach hauptsächlich auf ihrem Schlammgehalt. In ebenderselben Weise wirken

die Winde, obgleich in unseren Gegenden viel schwächer. In Wüstengegenden geben sie aber der Landschaft das charakteristische Gepräge. Die heftigen Winde, welche Sandstaub mitschleppen, wirken sogar als Sandgebläse und können die härtesten Gesteine allmählich abschleifen. Auch das feste Wasser, in Form von Gletschereis, schleppt die lockeren Bestandteile aus ihren Betten heraus und gräbt tiefe Rillen in die unterliegenden harten Felsen mit Hilfe von an ihrer Unterseite festgefrorenen Steinen ein.

Auf diese Weise würde es allmählich dahin kommen, dass der feste Erdboden aus reingewaschenem Felsen bestehen würde, und damit die Wirkung der Wasser- und Luftströmungen unbedeutend werden. Dass das nicht so geschieht, verdanken wir der allmählichen Verwitterung.

Bei derselben spielt die Kohlensäure die Hauptrolle. Von den anderen Gasen der Atmosphäre hat Sauerstoff und in geringem Maasse Ammoniak eine Bedeutung, die jedoch keineswegs mit derjenigen der Kohlensäure zu vergleichen ist. Die Kalksteine werden vom kohlensäurehaltigen Wasser unter Bildung von Bicarbonat gelöst und mit zum Meere oder zu den Binnenseen geschleppt, wo das Bicarbonat unter Freiwerden von Kohlensäure das Material zum Aufbau der Gehäuse der Schalentiere und der Korallen liefert.

Ebenso löst die Kohlensäure aus den Silikaten die Basen heraus und lässt Kaolin oder Thon zurück. Die gelöste Kohlensäure ist nämlich viel kräftiger als die Kieselsäure, und die Beständigkeit der Silikate hängt nur von ihrer ausserordentlichen Schwerlöslichkeit ab. Durch den Gehalt des Wassers an Kohlensäure wird gewissermaassen die Löslichkeit des Silikates bedeutend vergrössert. Das lockere Kaolin wird weggewaschen, und zuletzt bleibt aus manchen Bergarten, wie aus Granit, nur Kieselsäure als Quarzsand zurück. Quarzsandsteine mit quarzigem Bindemittel liefern deshalb die unvergleichlich wetterbeständigsten Materialien für Bauten.

Der Sauerstoff, welcher sich auch im fliessenden Wasser löst, bewirkt hauptsächlich, dass Eisenoxydulverbindungen, z. B. in Basalten, oxydiert werden, wodurch das Gestein gelockert wird, sowie Schwefelverbindungen zu Sulfaten umgebildet werden, welche zum grossen Teil löslich sind und somit weggewaschen werden können.

Die Verwitterung muss stark mit dem Kohlensäuregehalt zunehmen. Wenn übrigens die Verhältnisse (Niederschlagsmenge und Temperatur) gleich blieben, so würde ohne Zweifel, nach den Gesetzen für gewöhnliche chemische Umsetzungen, die Verwitterung proportional mit

dem Kohlensäuregehalt der Luft zunehmen. Durch die Zunahme des Kohlensäuregehaltes der Luft steigt aber auch die Temperatur und damit der Wasserdampfgehalt der Luft und folglich die Niederschlagsmenge aus der Atmosphäre. Diese beiden Umstände unterstützen die fraglichen Umsetzungen in hohem Grade. Die Verwitterung wächst demnach schneller als dem Kohlensäuregehalt der Luft proportional, so viel man jetzt schätzen kann, ungefähr proportional dem Quadrate dieses Gehaltes.

Ungefähr in derselben Weise verhält sich die Vegetation, welche durch den Kohlensäuregehalt bedingt ist. Versuche von Godlewsky scheinen anzudeuten, dass, wenn Temperatur und Wasserdampfgehalt unverändert bleiben, das Wachstum (von Typha latifolia, Rohrkolben) dem Kohlensäuregehalt der Atmosphäre proportional zunimmt. Die Zunahme des Wasserdampfgehaltes und der Temperatur der Luft erhöhen diese Wirkung vermutlich ungefähr wie bei der Verwitterung.

Es würde demnach der Umsatz in der unorganischen und in der organischen Natur etwa im Verhältnis 1 : 4 zunehmen, wenn der Kohlensäuregehalt der Luft auf das Doppelte des jetzigen Wertes anstiege. Es giebt keinen anderen Körper, welcher dieselbe Bedeutung für den Haushalt der Natur besässe.

Übrigens hat auch die Vegetation einen nicht unbedeutenden Einfluss auf die Verwitterung. Die härtesten Granitfelsen bekleiden sich mit einer Decke von Flechten und später, wenn diese den Boden aufgelockert haben, siedeln sich höhere Pflanzen an. Alle diese Pflanzenarten treiben ihre Wurzeln in die Risse des Steines hinein. Dadurch entsteht teils eine mechanische Wirkung, indem die Wurzelfasern beim Zuwachs oder beim Anschwellen nach Regen einen Druck auf die Teilchen des Steines ausüben, teils auch eine chemische Wirkung, indem die Wurzeln eine saure Lösung absondern. Diese Lösung zersetzt teilweise die Alkalisilikate im Gestein, deren Salze nachher zur Nahrung der Pflanzen dienen. Die verschiedenen Pflanzen tragen auch dazu bei, das Wasser am Felsen zurückzuhalten, welches mit Hilfe der absorbierten Kohlensäure der Luft die Verwitterung beschleunigt.

Die Pflanzen geben auch nach ihrem Tode zur Bildung von Humussäuren Anlass, welche eine der Kohlensäure ähnliche zersetzende Wirkung auf das Gestein ausüben. Besonders in den kälteren Erdteilen und auf den Bergen tritt diese Wirkung der Humussäure stark hervor.

Das Wasser wirkt nicht nur chemisch auf das Gestein ein, sondern

auch, und zwar in hohem Grade, mechanisch. In höheren Breiten oder auf hohen Bergen, wo die Temperatur häufig unter den Gefrierpunkt des Wassers sinkt, ist diese Wirkung höchst bedeutend. Das flüssige meteorische Wasser (am Tage im Sonnenschein) dringt in die kleinen Risse des Felsens hinein und friert nachher bei Abnahme der Temperatur unter Null (in der Nacht). Wenn dabei die nach aussen liegenden Teile, wie natürlich, zuerst frieren, und nachher die unten liegenden, so üben diese bekanntlich, infolge der Ausdehnung des Wassers beim Frieren, eine bedeutende Sprengwirkung aus. Die anfangs unbedeutenden Risse nehmen an Grösse immer mehr zu, bis ein Felsenstück ausgesprengt wird.

Von geringerer Bedeutung ist die Wärmewirkung, welche hauptsächlich in wärmeren Gegenden hervortritt. Die meisten Gesteine bestehen aus verchiedenen Mineralien, welche einen etwas verschiedenen Ausdehnungskoefficienten besitzen. Bei starken Wärmeveränderungen kann es deshalb geschehen, dass der Zusammenhang zwischen den Bestandteilen des Gesteins gelockert wird. Wenn man ein Stockfeuer auf einem Granitfelsen brennen lässt, so lösen sich nachher leicht schalenförmige Stücke von dem Gestein ab. Dies geschieht noch leichter, wenn das Gestein eine natürliche der Oberfläche parallele Schichtung besitzt. Eine ähnliche schuppen- oder schalenförmige Ablösung der äusseren Felspartien ist nach heftiger Sonnenwirkung beobachtet worden.

Auch senkrecht zu dieser Richtung entstehen bisweilen Sprünge durch die Wärmewirkung, in welchem Fall der Felsen in Blöcke zerlegt wird. Bei heftiger Bestrahlung lösen sich auch kleine Schuppen mit muschelförmigem Bruch ab, ganz wie bei den Meteoriten bei ihrer Erhitzung durch Reibung gegen die Luft. Dies gilt besonders für Steine von nicht zu harter Struktur, wie Kalksteine. Die mechanische Verwitterung strebt nicht die Steine so fein zu zerteilen, wie die chemische. Bekleidung mit Vegetation schützt sehr sowohl gegen mechanische Verwitterung als auch gegen Abschwemmung der Partikelchen durch Wasser.

Alle diese Umstände bewirken, dass Steingetrümmer sich von den Felsen ablösen, und wenn diese genügend steil sind, herunterfallen und den Fuss des Berges mit sogenannten Schutthalden umgeben.

Wenn nun nicht die transportierende Fähigkeit des Wassers und der Luft sich geltend machte, sondern die Felsen nur der Verwitterung ausgesetzt wären, so würden sie sich allmählich mit einer schützenden verwitterten Schicht bedecken, welche weitere Einwirkung verhindern würde. Es ist also die Vereinigung von Verwitterung und Denudation, welche

die Nivellierung zu stande bringt. Den Betrag der Abtragung in einigen Fällen ersieht man aus folgender Schätzung Brückners, welche das Sinken der Erdoberfläche in Millimetern pro Jahr infolge der Wegschwemmung in den Stromgebieten folgender Flüsse angiebt (nach Penck):

Rhein	0,041
Elbe (oberhalb Tetschen)	0,012
Seine (oberhalb Paris)	0,024
Maas (oberhalb Lüttich)	0,050
Donau (oberhalb Wien)	0,056
Arve (oberhalb Genf)	0,210
Reuss (oberhalb Flüelen)	0,180
Rhône (oberhalb Villeneuve)	0,440
Kander (oberhalb des Thuner Sees)	0,280
Amu Darja	0,120
Indus	0,270
Ganges	0,300
Irawaddy	0,310
Yangtsekiang	0,070
Nil	0,013
Mississippi	0,045

Die reissenden Bergflüsse haben, wie leicht ersichtlich, die kräftigste Wirkung. Obgleich diese Mengen unbedeutend erscheinen, so üben sie in der Länge der Zeit, z. B. während einer geologischen Epoche, einen bedeutenden Einfluss aus. So z. B. würde in 100000 Jahren die Abschwemmung in den verschiedenen Fällen zwischen 1,2 und 44 m betragen.

Im allgemeinen ist die Abtragung grösser in warmen als in kalten Gegenden, was mit der grösseren Niederschlagsmenge zusammenhängt.

Zufolge der unter der Erde vor sich gehenden Ausspülung treten bisweilen Erdstürze auf, wobei unter Umständen Häuser einstürzen und grosse Verluste verursacht werden. In Kalkgebirgen graben sich die Flüsse unterirdische Läufe und bilden Höhlen, wie dies z. B. viele Grotten im Karst, worunter die Adelsberger Grotte die berühmteste ist, zeigen. Eine solche Landschaft, die nach dem am besten bekannten Beispiele Karstlandschaft genannt wird, kommt in sehr vielen Weltgegenden vor, wo der Berggrund aus Kalkstein besteht. Diese Landschaft ist wirtschaftlich sehr schlecht wegen Wasserarmut, indem das Regenwasser in den Kalkboden schnell nach dem Herunterfallen versinkt.

Die Verteilung von Land und Meer. Die Landoberfläche nimmt nur etwa 26,6 Proz. von der bekannten Erdoberfläche auf. Sie ist sehr verschieden auf die nördliche und die südliche Halbkugel verteilt, indem der Ocean viel stärker auf der südlichen Halbkugel vertreten ist, als auf der nördlichen. Dies entspricht dem Verhalten auf dem Planeten Mars. Die Verteilung von Wasser und Land auf verschiedenen Breiten ist aus der folgenden Tabelle von v. Tillo ersichtlich:

Breite	Land %	Wasser %	Breite	Land %	Wasser %
70—80 N	28,8	71,2	0—10 N	22,8	77,2
60—70	71,4	28,6	0—10 S	23,6	76,4
50—60	56,9	43,1	10—20	22,1	77,9
40—50	52,3	47,7	20—30	23,1	76,9
30—40	42,8	57,2	30—40	11,4	88,6
20—30	37,6	62,4	40—50	3,2	96,8
10—20	26,3	73,7	50—60	0,8	99,2

Die Landoberfläche ist in den verschiedenen Weltteilen sehr verschieden durch Meeresbuchten, Fjorde u. s. w. zergliedert. Bildet man den Quotient von Küstenlänge und Landoberfläche und setzt diesen Quotienten, der ein Maass der Zergliederung ist, für Europa gleich 1, so wird er für die verschiedenen Weltteile:

Europa	1
Nordamerika	0,66
Australien	0,55
Südamerika	0,38
Asien	0,35
Afrika	0,22

Diese Ziffern geben gewissermaassen einen Anhalt für die Kulturfähigkeit der Weltteile, welche in hohem Grade von der Zugänglichkeit des Oceans abhängig ist.

Die Höhe des Landes ist in verschiedenen Weltteilen sehr verschieden. Die mittlere Höhe der verschiedenen Erdteile ist in folgender Tabelle angegeben:

Balkanhalbinsel	580 m	Frankreich	394 m
Belgien	136 m	Grossbritannien	218 m
Dänemark (mit Island)	352 m	Holland	49 m
Deutsches Reich	214 m	Iberische Halbinsel	701 m

Italien	517 m	Europa	300 m
Österreich-Ungarn	518 m	Asien	950 m
Rumänien	282 m	Nordamerika	700 m
Russland	167 m	Südamerika	650 m
Schweiz	1300 m	Afrika	650 m
Skand. Halbinsel	428 m	Australien	300 m

Die mittlere Landhöhe beträgt etwa 700 m, welche auf eine Oberfläche von 135,7 Millionen km^2 einen Raum von 95.10^6 km^3 einnimmt. Die entsprechenden Ziffern für das Meer sind mittlere Tiefe 3500 m, Oberfläche 374.10^6 km^2, Inhalt 1309.10^6 km^3.

Die Kontinente und Weltmeere nehmen folgende Oberflächen ein:

Europa	$9{,}81.10^6$ km^2	Grosser Ocean	$175{,}6.10^6$ km^2
Asien	44,34 „ „	Atlant. „	88,6 „ „
Afrika	29,77 „ „	Indischer „	74,0 „ „
Nordamerika	20,56 „ „	Südl. Eismeer	20,5 „ „
Südamerika	17,83 „ „	Nördl. Eismeer	15,3 „ „
Australien u. Oceanien	8,96 „ „	Summe Meer:	$374{,}0.10^2$ km^6
Polargebiete	4,38 „ „		
Festland:	$135{,}65.10^2$ km^6		

Summe Land und Meer: $509{,}65.10^6$ km^2.

III. Das Meer.

Die Ausmessung der Meerestiefen. Wie schon bemerkt, übertrifft die mittlere Tiefe des Meeres etwa fünfmal die mittlere Höhe des Festlandes. Die grösste gelotete Meerestiefe zwischen den Ladronen und den Midway-Inseln erreicht 9635 m, übertrifft also nicht unbedeutend die grösste Berghöhe, Gaurisankar, 8840 m.

Zum Studium der Meerestiefe werden Lotapparate benutzt. Bei geringen Tiefen genügt es, ein gewöhnliches Lot oder Senkblei mit Hilfe einer Leine zum Meeresboden hinunterfallen zu lassen. Die Geschwindigkeit des Lotes nimmt anfangs zu und wird bald zufolge der Reibung des Lotes und der Leine am Wasser und an der Ablaufsvorrichtung konstant, bis es mit einem Ruck am Meeresboden stehen bleibt. An der Leine sind Marken (Knoten) in bestimmten Entfernungen angebracht, vermittels welcher man die Leinenlänge und damit die Tiefe beim Stoss des Lotes gegen den Boden bestimmt. Das Lot ist an dem unteren Ende ausgehöhlt und wird mit einem zähen Körper, wie Talg, bestrichen, in welchem feste Teile vom Boden haften bleiben, wodurch man Proben von der Bodenbeschaffenheit erhält.

Wenn man grössere Tiefen ausloten will, so muss das Lot sehr schwer genommen werden, damit der Ruck empfunden wird. Dies gilt besonders, wenn man anstatt einer Hanfleine, welche unter dem starken Druck leidet, einen Stahl- (oder Bronze-)Draht zur Aufhängung des Lotes benutzt. Je grösser die Masse des Drahtes, d. h. je beträchtlicher die Tiefe, desto bedeutender muss die Masse des Senklotes sein, damit sein Gewicht sich neben demjenigen des Drahtes bemerklich macht und also einen deutlichen Ruck beim Stosse gegen den Meeresboden giebt.

Die Fallgeschwindigkeit des Lotes ist anfangs sehr bedeutend (183 m = 100 Faden in 40 Sek.), nimmt dann infolge der Reibung ab, sodass

die zehnten 100 Faden 75 Sek., die zwanzigsten 100 Faden 110 Sek. zum Auslaufen brauchen. Diese Geschwindigkeiten sind empirisch genau ermittelt. Sobald das Lot den Boden berührt hat, sinkt die Auslaufgeschwindigkeit stark unter die für mit Lot belasteten Draht gültigen. Daraus wird häufig die Tiefe ermittelt. Um das Gewicht des Stahldrahtes zu kompensieren, legt man bisweilen eine Bremse gegen die Trommel, von welcher sich der Stahldraht abwickelt. Je mehr Draht ausgelaufen ist, desto stärker muss die Bremse wirken. Die Kraft der Bremse kann man mit einer Schraube so regulieren, dass eine vollkommene Kompensation nahezu erreicht ist. In diesem Falle hört die Abwickelung des Drahtes sehr bald nach dem Stosse des Lotes gegen den Meeresboden auf.

Der Zeitverlust wird bei Anwendung dieser Lotungsmethode etwas grösser, das Resultat aber genauer.

Der Lotdraht ist für alle 10 und 100 Faden (oder mehr) mit Marken versehen. Häufig läuft er auch über ein Zählwerk, das die ausgelaufene Länge angiebt.

Fig 120.

Es ist nun mit grossem Zeitverlust verbunden, diese schweren Lote wieder heraufzuheben, deshalb führte Brooke eine Einrichtung ein, deren Wirkungsweise leicht aus nebenstehender Figur verständlich ist und wodurch das Lot sich am Meeresboden von dem Aufhängedraht ablöst. Als Lot wurde früher eine achsial durchbohrte Kanonenkugel genommen, jetzt zieht man ein cylindrisches Lot (*K* Fig. 120) vor, welches auf einer ebenfalls durchbohrten Scheibe (*s*) ruht. Durch die Bohrungen hindurch geht ein leichter Stab *cd*, welcher an dem Aufhängedraht (*l*) mit Hilfe zweier um eine horizontale Achse leicht beweglichen Teile *a* und *b* mittelst kleiner Ketten befestigt ist. In zwei Kerben an den Stücken *a* und *b* liegen die Ösen zweier Drähte, welche die Scheibe *s* tragen. Sobald *d* gegen den Meeresboden stösst, fallen die Stücke *a* und *b* herunter, die beiden Ösen gleiten aus ihren Kerben und das Lot *K* sammt Scheibe *s* bleibt auf dem Meeresboden liegen.

Um die Schwere des Lotes nach Belieben verändern zu können, verwendete Baillie anstatt des Cylinders *K* mehrere Cylinderscheiben, die aufeinander gestapelt wurden.

Der Stab *cd* dringt gewöhnlicherweise 30—60 cm tief in den lockeren Meeresboden hinein, wobei die Aushöhlung bei *d* sich mit Bodenproben erfüllt. Damit diese beim Heraufziehen nicht hinausfallen, ist ein so-

genanntes Schmetterlingsventil an der Unterseite von *d* angebracht, welches *d* beim Hinaufziehen selbstthätig abschliesst.

Oberhalb des Lotes ist an dem Aufhängedraht ein Wasserschöpfer und ein Thermometer befestigt. Damit der Wasserschöpfer nur Wasser an einer bestimmten Stelle, nämlich der tiefsten, nimmt, ist er so eingerichtet, dass er aus einem Hohlcylinder mit zwei Böden besteht. Der untere Boden ist an zwei Haltern befestigt, der Cylinder und der obere Boden sind dagegen in grossen Entfernungen voneinander und von dem unteren Boden mittelst Sperrhaken festgehalten. Sobald der Aufhängedraht hinaufgezogen wird, setzt sich durch den Widerstand des Wassers ein propellerförmiger Körper in Bewegung, welcher vermittelst eines daran befestigten von einem Schraubengewinde geführten Conus die Sperrhaken zur Seite schiebt, wonach der obere Boden gegen den Cylinder und dieser gegen den unteren Boden fällt. Diese drei Teile schliessen danach mittelst Gummiverpackungen eine Wassermenge ein, welche da genommen ist, wo der Wasserschöpfer hinaufgezogen zu werden anfing. Bisweilen ist der Hohlcylinder mittelst mehrfacher Wandungen in mehrere konzentrische Schichten eingeteilt, und die Böden sehr wärmeisolierend gemacht, in welchem Falle die Temperatur des Wassers, wenn es nicht von allzu grosser Tiefe geholt ist, sich erhält, sodass sie nach Ankunft des Wasserschöpfers zur Oberfläche abgelesen werden kann. Sonst wird das Thermometer mit dem Wasserschöpfer verbunden und ist nach Negretti-Zambras Konstruktion (Fig. 121) so eingerichtet, dass es bei dem Aufziehen des Aufhängedrahtes mit einem Stoss umkippt, sodass die Kugel *A* nach oben kommt. Das Thermometerrohr ist an einer Stelle (bei *D*) stark verjüngt; an dieser Stelle bricht der Quecksilberfaden beim Aufziehen. Man liest die Länge des abgebrochenen Fadens ab, wodurch die Temperatur in dem Moment des Aufziehens bekannt wird. Zur Kontrolle hängt man häufig ein Minimumthermometer daneben auf. Die Thermometerkugeln müssen mit starken Kapseln (aus Glas) umgeben sein, damit der äussere Druck sich nicht zur Thermometerkugel fortpflanzt und den Quecksilberfaden hinaufpresst. Wenn man eine Reihe von Temperaturmessungen, z. B. für je 100 m machen will, befestigt man ein Thermometer auf jeder 100 m-Länge des Lotdrahtes.

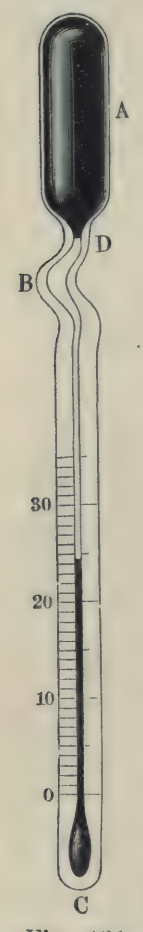


Fig. 121.

Da bisweilen bei grossen Tiefen das Lot durch Meeresströmungen

zur Seite getrieben wird und dadurch die abgelesene Tiefe zu gross erscheint, benutzt man als Kontrollapparat zur Messung der Tiefe eine Art Maximum-Manometer. Ein solches ist von Lord Kelvin konstruiert. Eine lange, durch eine Blechkapsel geschützte Glasröhre ist in vertikaler Lage an der Lotleine befestigt. Die Glasröhre, welche oben zugeschmolzen, unten aber offen ist, ist inwendig mit einer dünnen Haut von Silberchromat überzogen. So hoch wie das Salzwasser eindringt, verwandelt sich das rote Silberchromat in weisses Chlorsilber. Man kann in dieser Weise bestimmen, wie stark das Volumen der das Rohr füllenden Luftsäule komprimiert gewesen ist, woraus der Druck vermittelst Tabellen berechnet werden kann. Um eine genauere Ablesung des Druckes zu ermöglichen, kann man die Röhre nach oben konisch sich verjüngen lassen.

Die Lotleine läuft über eine Rolle mit Zählwerk, welches die abgelaufene Leinenlänge angiebt. Zur Sicherung gegen plötzliche Stösse beim Rollen des Schiffes läuft die Leine über einen Block, welcher mittelst einer elastischen Feder oder mittelst Kautschukschnüren an einem herausragenden Teil (einer Raae) des Schiffes aufgehängt ist. Dieser federnde Aufhängeapparat wird Akkumulator genannt. Er ist um so nötiger, als die meisten auf die Lotleine aufgehängten Apparate funktionieren, wenn die Leine hinaufgezogen wird. Beim Rollen des Schiffes könnte dies leicht unfreiwillig geschehen, wenn nicht der Akkumulator plötzliche Stösse ausgliche.

Man hat viele besondere Einrichtungen zur Temperaturbestimmung in Anwendung gebracht, welche dazu dienen sollten, die Temperatur an jeder beliebigen Tiefe bei derselben Lotung kennen zu lernen. So z. B. hat man selbstregistrierende Thermometer benutzt, deren Fadenlängen photographisch registriert wurden. Dabei lieferte eine kleine Glühlampe oder ein Geisslerrohr das nötige Licht. Oder man maass nach Werner Siemens Vorschlag den Widerstand eines Drahtes in verschiedenen Tiefen; dieser Widerstand ist von der Temperatur abhängig. In beiden Fällen muss man zur Zuleitung des Stromes lange isolierte Drähte, welche mit der Lotleine folgen sollen, verwenden, wodurch nicht unbedeutende Schwierigkeiten entstehen.

Auf obengenannte Weise hat man die Tiefe des Meeres an verschiedenen Stellen gemessen und Wasserproben, die nachher analysiert wurden aus verschiedenen Tiefen, deren Temperaturen gemessen wurden, geholt. Ebenso erhielt man gleichzeitig mit den Tieflotungen Proben von der Zusammensetzung des Bodens.

Da diese Erforschung der Meerestiefen von grosser praktischer Bedeutung ist, sowohl für die Legung von Telegraphenkabeln als auch für die Fischereien, haben die verschiedenen Regierungen mehrere Expeditionen ausgesandt, welche die wichtigsten Beiträge zur Oceanographie geliefert haben.

Die Meerestiefe. Längs der Küste zieht sich für gewöhnlich ein sehr langsam abfallendes Gebiet hin, welches Litoralzone oder Kontinentalstufe genannt wird. Seine Tiefe geht bis zu etwa 200 m, wonach eine sehr schnelle Zunahme der Tiefe bis zu etwa 2000 m oder 1000 Faden stattfindet, die Kontinentalböschung genannt. Die Untiefe rund um die Küste gehört eigentlich mit zum Kontinent selbst und der Ocean fängt erst an der Kontinentalböschung an. Danach nimmt die Tiefe noch weiter hinaus zu, aber für gewöhnlich nicht so schnell, wie zwischen 200 und 2000 m Tiefe. Ferner kommt ein ausserordentlich flaches Gebiet von 2000 bis 6000 m Tiefe, in welchem noch grössere Tiefen als vereinzelte Senkungen vorkommen. Die grösste bekannte Tiefe war bis vor kurzem (1895) die nach dem Expeditionsschiffe benannte „Tuscarora-Tiefe“ (Fig. 111), welche etwa parallel der japanischen Küstenlinie und der Inselreihe der Kurilen verläuft, wo an einer Stelle das Lot den Boden erst auf 8513 m Tiefe traf. Seitdem ist eine ähnliche Tiefe, die „Penguin-Tiefe“ vom Expeditionsschiffe Penguin etwas östlich von Neuseeland aufgefunden worden, wo auf einer Stelle (38^0 28′ s. Br. 176^0 39′ westl. L. von Greenwich) 9427 m gelotet wurden. Diese Tiefe liegt aber, wie die meisten ähnlichen in der Nähe des festen Landes. Diese wird etwas übertroffen von der oben (S. 348) genannten Tiefe „Neros Graben“, welche vom amerikanischen Schiff Nero 1900 gelotet wurde und 9635 m erreichte.

Wie früher erwähnt, kommen nur selten stärkere Böschungen am Meeresboden vor. Einige Ausnahmen von dieser Regel sind vorhin als Ausgangsstellen vulkanischer und seismischer Störungen angeführt. Ausserordentlich starke Böschungen kommen in der Umgebung der vulkanischen Inseln, besonders im Karaibischen Meer und Stillen Ocean vor.

Andere steile Abfälle ganz anderer Natur finden sich bei den Korallenriffen und Inseln. Die Korallen bauen nahezu vertikal hinauf und nur durch den Abfall von abgestorbenen Korallen (Korallensand) wird der Boden in der Umgebung ausgeebnet. Es dürfte daher nicht Wunder nehmen, dass dabei Böschungen von $40—60^0$ in den Umgebungen solcher Inseln vorkommen können, wie z. B. bei den Bahama-Inseln.

Inmitten des Oceans kommen an mehreren Stellen Erhebungen

vor, welche bedeutende Strecken aufnehmen. Eine solche Erhebung ist der mittelatlantische Rücken, welcher etwa in der Mitte des atlantischen Oceans verläuft und deshalb im grossen den Küstenkontouren parallel läuft. Dieser Rücken ist von Island bis Tristan da Cunha mit Vulkanen besetzt. Durch Ausläufer steht er mit dem amerikanischen und dem afrikanischen Kontinent in Verbindung. Die tiefste Stelle im Atlanten ist an $19^0\ 39'$ n. Br. und $66^0\ 26'$ w. L. v. Gr. gelotet worden. Sie beträgt 8341 m. Die Umgebung dieser Stelle wird die „westindische Tiefe“ genannt.

Der Meeresboden ist, verglichen mit der Landesoberfläche äusserst eben. Dies rührt daher, dass keine Wasserflüsse den Boden im Meere ausmodellieren (vgl. S. 358).

Die mittlere Tiefe des Meeres beträgt, wie erwähnt, etwa 3500 m. Die wichtigsten Meeresteile haben mittlere Tiefen, welche zu folgenden Werten geschätzt werden:

Atlantischer Ocean	3760 m	Rotes Meer . . .	460 m
Indischer „	3650 m	Karaibisches Meer	2090 m
Stiller „	4080 m	Nordsee	90 m
Mittelmeer . . .	1430 m	Ostsee	70 m

Man glaubte früher, dass das nördliche Polarmeer sehr flach sei. Durch Nansens Tiefenlotungen ist es erwiesen, dass die Annahme unzutreffend ist, indem zwischen Franz-Josephs-Land und den neusibirischen Inseln mehrere Male 3000, einmal sogar 3800 m Tiefe gelotet wurde. Die Behringsstrasse ist sehr flach, nicht mehr als 52 m tief im Maximum. Gewissermaassen hängen also die neue und die alte Welt an dieser Stelle zusammen. Deshalb giessen sich die grossen Wasser- und Eismassen aus den grossen sibirischen Flüssen nördlich von Spitzbergen längs der Ostküste von Grönland in den Ocean aus. Das Kärtchen auf Fig. 122 giebt die Tiefe des Meeres an verschiedenen Stellen an.

Die Bodenbeschaffenheit. Man glaubte früher, dass in grösseren Tiefen alles Leben verschwunden wäre. Es erweckte deshalb grosses Aufsehen, als beim Heraufheben eines Telegraphenkabels aus dem Mittelmeere aus sehr grossen Tiefen Lebewesen zu Tage gebracht wurden. Seitdem hat man sich bemüht, durch Bodenkratzungen und Dredschen (Fig. 123) Material, lebendiges und totes, vom Meeresboden sich zu verschaffen. Es zeigten sich dabei bedeutende Regelmässigkeiten, nach welchen der Meeresboden je nach der Tiefe in recht verschiedene Zonen eingeteilt werden kann. In der Litoralzone, d. h. im Gebiet von 0 bis

200 m Tiefe, finden die grossen Ablagerungen des Abfalles der Kontinente statt, welcher mit dem Wind, den Flüssen und durch die Meereswogen hinausbefördert werden. In vulkanischen Gegenden sind diese Abfälle häufig zum bedeutenden Teil mit Auswurfstoffen der Vulkane vermischt.

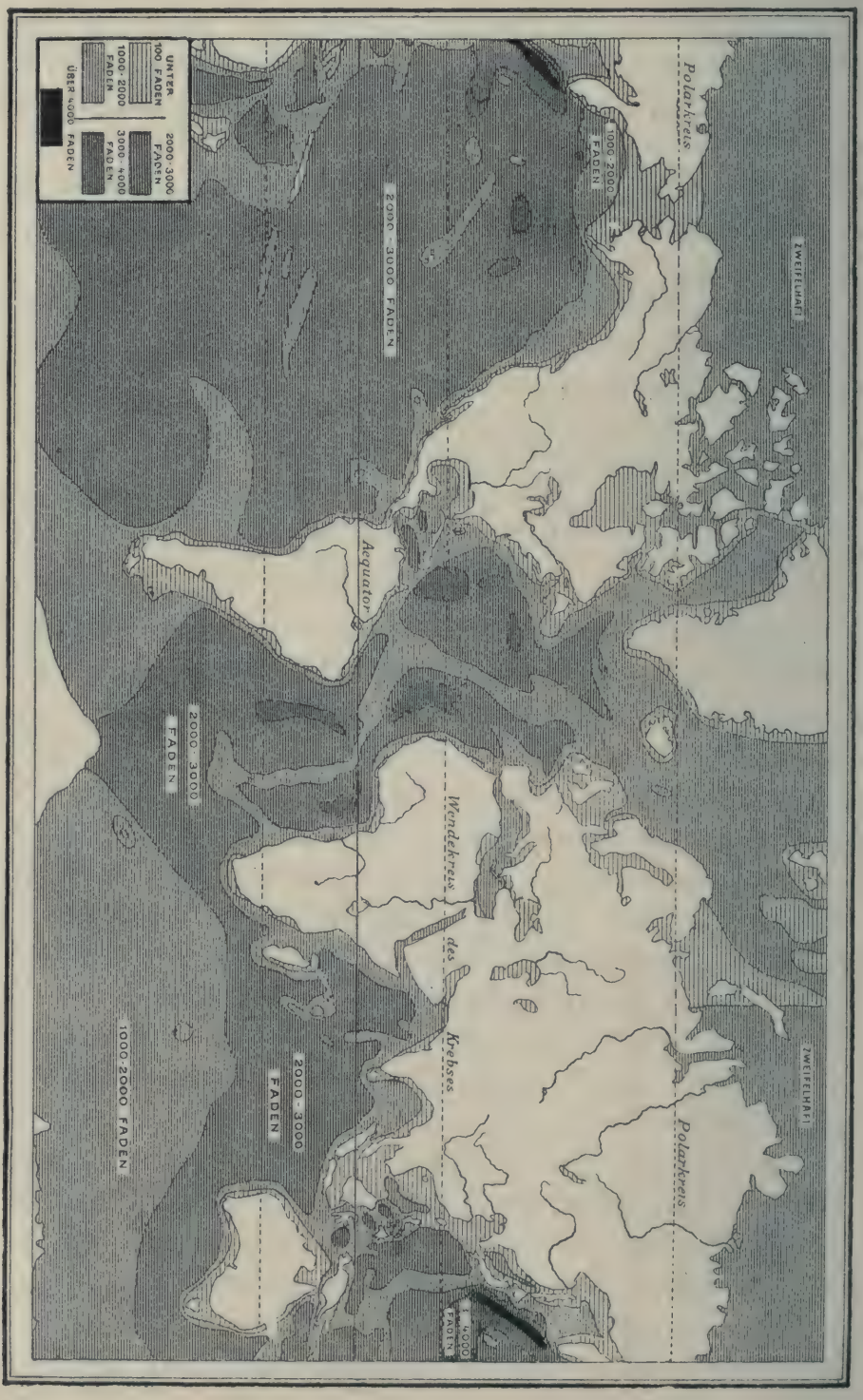


Fig. 122. Karte über die Meerestiefen in englischen Faden à 1,8 m.

In diesem Gebiete leben auch die meisten kalkausscheidenden Tiere (Mollusken) und Algen von höheren Klassen. Sie scheiden ausser Kalk auch etwas Magnesia und Eisen aus und nach ihrem Tode werden die organischen Bestandteile von den mineralischen Kalkausscheidungen weggewaschen. Diese letzteren werden von ausgeschlemmtem Sediment ein-

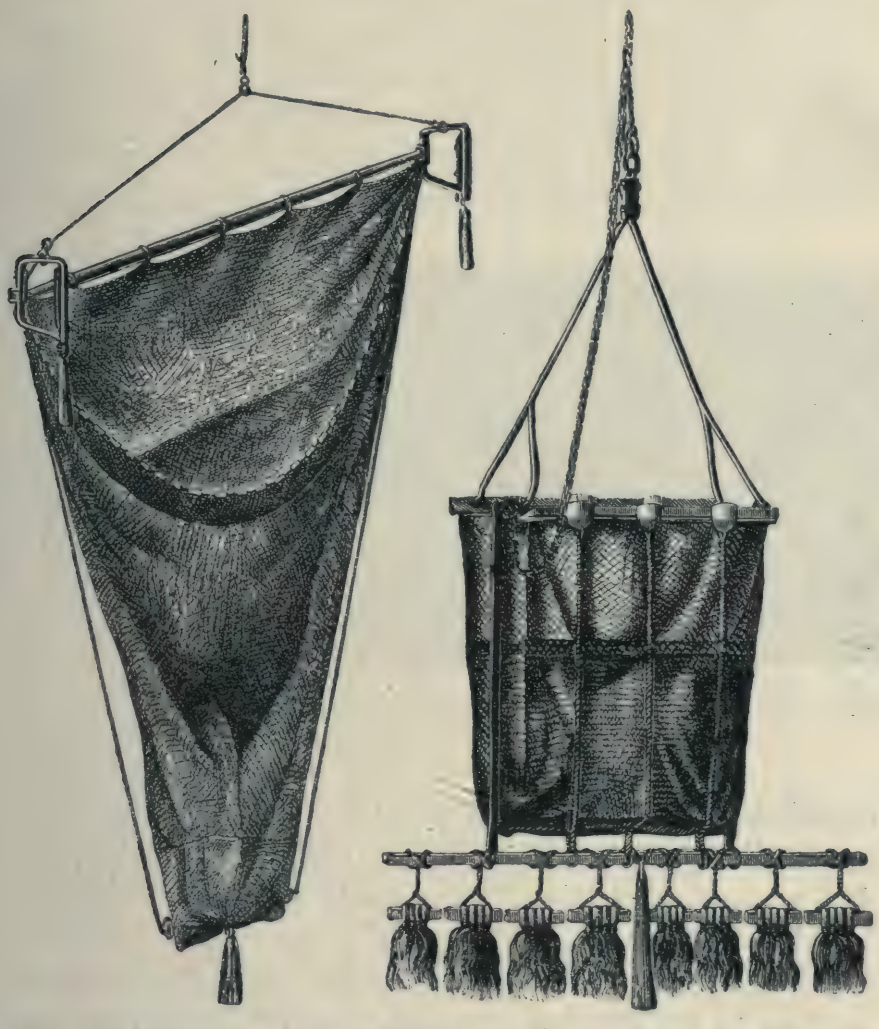


Fig. 123. Schleppnetze oder Dredschen zur Untersuchung des Meeresbodens.

gebettet und bilden nachher, wenn das Sediment gehärtet wird, die in sedimentären Ablagerungen gewöhnlichen Versteinerungen.

In der Nähe der Küste werden auch grösstenteils die von den Flüssen und der Meeresbrandung hinaustransportierten Massen abgeschieden, welche einen Thon bilden. Dieser ist in der Nähe von Küsten, die aus älteren Sedimentsteinen oder krystallinischen Schiefern bestehen, von einer grünen oder blauen Farbe. Diese Thone finden sich besonders in abgeschlossenen Meeresbecken, wie in den Banda-, Celebes- und China-

Seen. Der grüne Thon geht nicht gern tiefer als 1300 m, der blaue aber bis zu 5000 m, ausnahmsweise (bei St. Thomas) zu einer der tiefsten Stellen des Atlanten (7086 m).

Längs der Ostküste von Südamerika ist die Farbe des Thones rot, infolge von ockerhaltigen Massen, welche von den Flüssen in grosser Menge hinausbefördert werden. Er geht hier bis 3800 m Tiefe.

In der Nähe von vulkanischen Küsten nimmt der Schlamm eine graue Farbe an, während der entsprechende Sand schwarz oder dunkelgrau sein kann. Wo die Lavaergüsse augithaltig sind (Sandwich-Inseln und Kanaren), findet man Braunsteinknollen in dem Küstenthon. Dieser graue Thon ist bis zu Tiefen von 5250 m angetroffen worden.

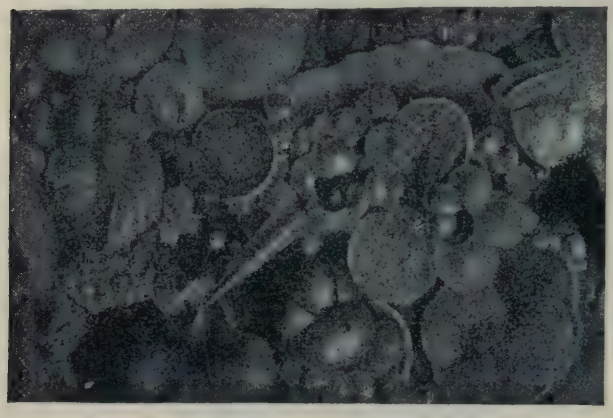


Fig. 124. Globigerinenschlamm vom Boden des Ozeans.

In grossen Tiefen (unter 400 m) verschwinden die höheren Organismen zum allergrössten Teil und werden durch Foraminiferen ersetzt. Von diesen beherrschen Globigerina- und Orbulinaarten die Tiefenvon 450 bis 3500 m, während in noch grösseren Tiefen der Schlamm hauptsächlich durch Radiolarien charakterisiert ist. Die Globigerinen und Orbulinen sondern Kalkschalen aus, welche nach dem Tode des Tieres zu Boden fallen und den bläulich-grauen Globigerinenschlamm bilden (Fig. 124). Die Kalkschalen werden bei ihrem Heruntersinken teilweise gelöst, sodass sie gewöhnlich ein angefressenes Aussehen besitzen.

Die Globigerinen und verwandten Foraminiferen leben nicht in der Tiefe, sondern in den höchsten Meeresschichten, wo sie einen bedeutenden Teil des „Planktons“ ausmachen. Sie halten sich mit Hilfe von winzigen Kalknädelchen, die von ihrer Kalkschale radiell ausstrahlen, im Wasser schwebend (vgl. Fig. 125). Diese Nädelchen fallen nach dem Tode des Foraminiferen ab, wonach sein Kalkhäuschen langsam zum Boden hinuntersinkt. Da solche Foraminiferen auch über den grössten Meerestiefen leben, könnte man erwarten, dass auch in diesen Globigerinenschlamm angehäuft wäre. Da aber dies nicht der Fall ist, schliesst man, dass die Kalkreste beim Heruntersinken in die tiefsten Schichten von der Kohlensäure des Wassers aufgelöst werden.

Im Globigerinenschlamm trifft man auch Massen von Kalkalgenresten, die Rhabdolithen und Kokkolithen genannt werden. Ausserdem gehen darin Nadeln von den Kieselsäureskeletten der Kieselschwämme als charakteristischer Bestandteil ein.

Ähnliche Ablagerungen haben in vergangenen geologischen Zeiten eine sehr grosse Rolle gespielt. So z. B. ist der sehr verbreitete Nummulitenkalk der Tertiärzeit aus Foraminiferenschalen aufgebaut.

An der Grenze der Litoralzone und der Globigerinenzone bildet sich eine charakteristische Ablagerung von Glaukonitsand. Glaukonit ist ein Silikat, welches nur als Ausfüllungsmasse von Foraminiferenschalen vorkommt. Zu seiner Bildung sind demnach die in den Foraminiferen enthaltenen organischen Bestandteile nötig. Solcher Glaukonitsand kommt in den Ablagerungen aller geologischen Epochen vor, von den ältesten fossilführenden an bis zu den jüngsten.

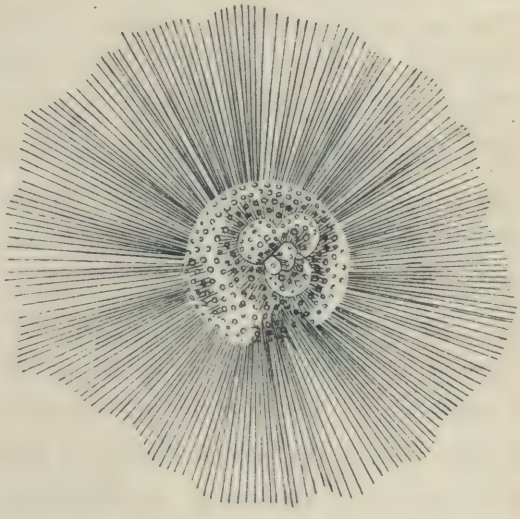


Fig. 125. Orbulina mit Kalknadeln; nach Bütschli.

Die Radiolarien scheiden nicht Kalk, sondern Kieselsäure aus. Dasselbe ist der Fall mit den Diatomaceen, Algen, welche Kieselpanzer nach dem Tode zurücklassen. In einigen Meeresströmen sind die Diatomaceen so stark vertreten, dass sie dem Meerwasser eine charakteristische Färbung erteilen. Durch Diatomaceen grün gefärbte Wasserflächen kommen besonders im ostgrönländischen Meere vor. Der von Diatomaceenschalen gebildete Diatomaceenschlamm ist am stärksten am Boden der südlichen Meere, besonders zwischen 53° und 63° s. Br., entwickelt. Die Tiefe ist da 2300—3600 m.

In den tieferen Teilen des Oceans herrscht ein rötlicher Thon, dessen Farbe bisweilen in Grau oder Braun übergeht. In diesen Tiefen wird kein Kalk abgesetzt, sondern nur schwere lösliche Substanzen in den Tierschalen halten die langsame Sedimentation durch das kalkauflösende Wasser aus. In diesem Sediment sind vulkanische Produkte wie Bimsstein eingebettet, welcher von der Meeresoberfläche hinuntergesunken ist. Ausserdem finden sich darin nicht selten kosmischer Staub und

Fragmente von Meteoriten. Diese werden oft durch den Gehalt von Schreibersit charakterisiert, ein Mineral, dass nur in Meteoriten gefunden worden ist. Sehr gewöhnlich sind darin Braunsteinknollen und Körner von Mineralien vulkanischer Natur, wie Quarzkörner, Glimmerblätter, Hornblendeschuppen, welche andeuten, dass unterseeische Vulkanausbrüche eine grosse Rolle spielen. Wahrscheinlicherweise sind diese Ausbrüche die Quelle der grossen Mengen Kohlensäure, welche bisweilen im Meerwasser angetroffen werden.

In einigen Meerestiefen, besonders in den äquatorialen Teilen des Grossen Oceans, überwiegen die Kieselskelette der Radiolarien so stark, dass man den Bodenabsatz daselbst als Radiolarienschlick bezeichnet. Unter organischen Überresten, welche diese Ablagerungen kennzeichnen, mögen die Haifischzähne und die Ohrknochen von Walen hervorgehoben werden. Sie kommen massenweise vor und sind die einzigen Überreste von den Leichen der entsprechenden Tiere, welche in den höchsten Teilen des Meeres lebten und deren Überbleibsel zum Boden des Oceans heruntersanken. Nicht nur die Weichteile, sondern auch alle Skelettenteile dieser Körper sind aufgelöst worden bis auf die aller widerstandsfähigsten Stücke. Man kann sich sehr wohl vorstellen, welche ungeheuren Zeiten verflossen sein müssen, bis Massen von Haifischzähnen angesammelt werden konnten. In dieser Vorstellung wird man noch mehr durch den Umstand befestigt, dass unter den Haizähnen auch solche von jetzt ausgestorbenen Gattungen, z. B. dem in Tertiärablagerungen vorkommenden Carcharodon, sich befinden.

Auch giebt es ja viele, welche die Ansicht hegen, dass diese Abgründe des Meeres, so lange Organismen auf der Erde lebten, von Wasser bedeckt waren und dass sie, allen Hebungen trotzend, immer dem Meere angehören werden, so lange ein Meer noch auf der Erde existiert. Die Teile der Erdkruste, welche von den tiefen Meeren bedeckt werden, sind wahrscheinlich dicker und fester als die Kontinentalmassen — darauf deuten auch die Pendelmessungen — sie haben eine durch ungeheure Zeiträume kaum veränderliche Temperatur und erhalten deshalb keine Risse, deshalb fallen sie nicht der Faltung anheim, welche sich auf die Landmassen und naheliegenden Meeresteile beschränkt.

Das Gebiet des Tiefseethons und dasjenige des Globigerinenschlammes decken ungefähr gleichgrosse Flächen des Meeresbodens, deren jede etwa ein Viertel der Erdoberfläche einnimmt. Der Tiefseethon überwiegt etwas. Seine grösste Ausbreitung ist im Grossen Ocean, danach im Indischen und etwas im Atlantischen Ocean. Die Litoralzone nimmt

eine bedeutend geringere Fläche ein, welche jedoch für die Menschheit von grösster Bedeutung ist, da in derselben der grosse Fischfang betrieben wird. Die grössten Theile davon liegen, wie die Tiefenkarte zeigt, in der Nähe der östlichen und südlichen Küste von Asien, in der Nord- und Ostsee, an der Mittelmeerküste, besonders im Adriatischen Meer, im Schwarzen und Kaspischen Meer an der Nordküste Europas, an den Küsten Australiens, Nord- und besonders Südamerikas.

Die kalkabsondernden Organismen des Meeres nehmen alle an Häufigkeit stark ab, sobald man sich den kälteren Teilen des Oceans nähert. Sie kommen deshalb in den arktischen und antarktischen Wässern und ihren Umgebungen sehr spärlich vor, sind dagegen in den tropischen und subtropischen Wässern am häufigsten. Noch mehr ist dies mit den riffenbildenden Korallen der Fall, welche nicht tiefer als 30 m unter der Meeresoberfläche leben können und keine niedere Temperatur als 20° C. aushalten. Sie kommen deshalb in einem Gürtel rund um die Mitte der Erde vor. Dass sie in früheren geologischen Epochen in allen Weltmeeren verteilt waren, giebt einen der besten Beweise für eine bedeutend höhere Temperatur dieser Zeiten über die jetzige. Der Korallensand bildet einen beträchtlichen Teil des Seebodens in der Nähe von Korallenriffen. Besonders sind das Karaibische Meer, die Umgebung der Inseln des Grossen Oceans, sowie die Strecken nördlich von Madagaskar, Australien und Neuguinea dadurch charakterisiert.

Die Zusammensetzung des Meerwassers. Da kein Körper in Wasser absolut unlöslich ist, so ist es natürlich zu vermuten, dass das Meerwasser durch die Flüsse alle möglichen Erdbestandteile zugeführt erhält. Die Grundstoffe, welche in nennenswerter Menge im Meerwasser vorkommen, sind ausser den Bestandteilen des Wassers (Wasserstoff und Sauerstoff), Chlor, Natrium, Schwefel (in Sulfaten), Kohlenstoff (in Karbonaten), Magnesium, Calcium, Kalium und etwas Brom. Etwa zwanzig andere Grundstoffe sind im Meerwasser nachgewiesen, darunter die Edelmetalle Silber und Gold, die seltenen Alkalimetalle Cäsium und Rubidium, aber in kaum nachweisbarer Menge.

In einer metrischen Tonne Meerwasser sollen 19 mg Silber und 6 mg Gold gelöst sein. Der Totalgehalt des Meerwassers an Gold beträgt 8 Milliarden Tonnen, etwa so viel, dass auf jeden Erdbewohner 5000 kg bei einer Verteilung käme.

Die relative Menge der verschiedenen gelösten Körper im Meerwasser ist sehr wenig veränderlich und der mittlere Salzgehalt im offenen Meere ebenso, er beträgt etwa 34,3 per Mille.

Nach Dittmar ist die Zusammensetzung des Meerwassers in folgender Tabelle wiedergegeben. Daselbst steht erst der Prozentgehalt angegeben (vom totalen Salzgehalt), danach kommt eine Angabe über die totale Menge des betreffenden Körpers im Meere (in Billionen Tonnen). Zum Vergleich ist danach eine Tabelle gegeben, welche nach Mellard Reades Schätzung die mittlere Zusammensetzung der zum Meere strömenden Flusswässer, und die totale Menge von zugeführten gelösten Körpern in Millionen Tonnen pro Jahr, angiebt:

Salz im Meerwasser	Prozent	Totalgehalt in 10^{12} Tonnen
Chlornatrium $Na\,Cl$	77,758	35990
Chlormagnesium $Mg\,Cl_2$ . .	10,878	5034
Magnesiumsulfat $Mg\,SO_4$ . .	4,737	2192
Calciumsulfat $Ca\,SO_4$ . . .	3,600	1666
Kaliumsulfat $K_2\,SO_4$ . . .	2,465	1141
Calciumkarbonat $Ca\,CO_3$ . .	0,345	160
Brommagnesium $Mg\,Br_2$ . .	0,217	100
	100,000	46283

Salz im Flusswasser	Prozent (approx.)	Menge pro Jahr in 10^6 Tonnen
Calciumkarbonat	50	2700
Calciumsulfat	20	1080
Magnesiumkarbonat	4	216
Magnesiumsulfat	4	216
Chlornatrium	4	216
Sulfate und Karbonate der Alkalimetalle . . .	6	324
Kieselsäure	7	378
Andere Körper	5	270
	100	5400

Natürlicherweise sind die verschiedenen Bestandteile des Meerwassers nicht in der angegebenen Weise verbunden, wonach z. B. kein Chlorkalium und kein Natriumsulphat im Meerwasser vorkommen würde. Die angegebene Tabelle soll nur bedeuten, dass, wenn man die angeführten Salze in den angegebenen Verhältnissen in richtiger Totalmenge in Wasser auflöst, so entsteht eine Lösung, welche der Zusammensetzung des Meerwassers entspricht. Mit Hilfe der Berechnungsweisen der physikalischen Chemie kann man dann für jedes mögliche Salz, wie Chlorkalium etc., berechnen, zu welchem Grade es in der Lösung existiert.

Dies bietet aber kein besonderes physikalisches Interesse. Eine ähnliche Bemerkung lässt sich über die Zusammensetzung des Flusswassers machen.

Da nun alles Salz im Meerwasser durch die Flüsse zugeführt ist, so ersieht man aus den vorhin gegebenen Tabellen, dass es 166 Millionen Jahre in Anspruch nehmen würde, alles im Meerwasser befindliche Chlornatrium zum Meere zu führen. Wir erhalten in dieser Weise eine Bestätigung der kolossalen Ausdehnung der geologischen Zeiten, welche vorhin berechnet wurde (S. 287).

Ganz anders verhält sich das Calciumkarbonat. Schon eine halbe Million von Jahren würde genügen, um die jetzt im Meerwasser befindliche Menge des Calciumkarbonates durch die Flüsse zuzuführen. Die kolossalen Mengen von Calciumkarbonat, welche in geologischen Zeiträumen zum Meere hinuntergeführt wurden, sind zum unvergleichlich grössten Teil zum Meeresboden von Organismen geführt worden und bilden zum Teil die grossartigen sedimentären Kalksteinablagerungen der Erdkruste.

Die Löslichkeit des Calciumkarbonates im Meerwasser hängt zum grossen Teil davon ab, dass im Meerwasser freie Kohlensäure vorkommt, welche zur Bildung von Bikarbonat Anlass giebt. Ausser der Kohlensäure sind die anderen Gase der Atmosphäre im Meer gelöst. Sauerstoff und Stickstoff kommen an der Meeresoberfläche im Verhältnis 1:2 vor, gegen 1:4 in der Atmosphäre. Auch der Prozentgehalt der im Meerwasser gelösten atmosphärischen Gase an Argon ist bedeutend grösser als derjenige der Luft. Der Sauerstoff ist insofern von Bedeutung, als er zur Unterhaltung des Lebens der Tiere nötig ist. Der Umstand, dass tierisches Leben, obgleich in ziemlich geringer Menge, auch in den grössten Meerestiefen vorkommt, beweist, dass daselbst auch Sauerstoff, wenn auch in geringerer Menge als an der Oberfläche, vorhanden ist. Dieses kann kaum in anderer Weise dahin gelangen, als durch die Meeresströmungen. Denn in den grossen Tiefen giebt es wegen des Lichtmangels keine (chlorophyll-führenden) Pflanzen, welche Kohlensäure ein- und Sauerstoff ausatmen. Die Meeresströmungen führen also Sauerstoff von der Oberfläche (in arktischen Gebieten) mit sich zu den tieferen Punkten und der Umsatz muss ziemlich beträchtlich sein, da der Sauerstoff immer wieder von den Tieren verbraucht wird. Als Nahrung dieser dienen die organisierten Reste von abgestorbenen Lebewesen, welche aus höheren Schichten heruntersinken.

Der Sauerstoffgehalt des Wassers steigt mit sinkender Temperatur

sowohl absolut als auch relativ zum absorbierten Stickstoff. Bei Tromsö (70° n. Br.) ist das Verhältniss Sauerstoff: Stickstoff 35:65, zwischen 70° und 80° n. Br. sogar 35,6:64,4, während im Passatgebiet das Verhältnis 33:67 beträgt.

Dieses Verhältnis ändert sich auch mit der Tiefe. In den polaren Meeren ist diese Änderung relativ unbedeutend. In niedrigeren Breiten findet ein anderes Verhalten statt. Buchanan fand für die äquatorialen Calmen des Atlanten folgenden Sauerstoffgehalt:

Tiefe	Gehalt
0 m	33,7 Proz.
370	23,4
550	11,4
800	15,5
1600	22,6
unter 2000	23,4

Die grosse Abnahme bis zu 600 m hängt von dem reichen Tierleben in diesen Schichten ab. Im südlichen Eismeer ist die Sauerstoffvariation mit der Tiefe ungefähr so gross wie im nördlichen.

Was die absolute Menge der Luftgase im Wasser betrifft, so ist der Stickstoffgehalt sehr nahe so gross, wie der Stickstoffgehalt eines Wassers von gleichem Salzgehalt und derselben Temperatur, welches mit Stickstoff von 1 Atmosphäre Druck gesättigt ist. Nach Tornöes Messungen enthält 1 Liter Meerwasser (von mittlerem Salzgehalt) N cm^3 Stickstoff bei der Temperatur t^0 C., welche durch folgende Formel verbunden sind:

$$N = 14.4 - 0{,}23\ t.$$

Was die Kohlensäure im Meerwasser betrifft, fand Tornöe (für das Nordpolarmeer) pro Liter 53 mg in Form von Karbonat und 43 in Form von Bikarbonat gebunden. Betreffs dieser Zahlen, welche auch für andere Meere giltig sein dürften, ist dieselbe Berechnung wie oben betreffs des ganzen Salzgehaltes zu machen (vgl. S. 360), indem immer ein Teil der Kohlensäure frei ist.

Das schwarze Meer enthält, wenn man von den Oberflächenschichten absieht, nicht unbedentende Mengen von Schwefelwasserstoff, welcher durch Reduktion der Sulfate vermittelst niederer Organismen entstanden ist.

Die Verteilung der Salze im Meere. Man hat schon lange bemerkt, dass die relativen Mengen der verschiedenen Salze in den ver-

schiedenen Meeren in einem nahezu konstanten Verhältnis zueinander stehen. Dies hängt natürlicherweise von dem Umstande ab, dass starke Strömungen, wie wir unten sehen werden, zwischen den verschiedenen Teilen des Weltmeeres die eventuellen Differenzen ausgleichen. So z. B. beträgt die Menge des Chlors zwischen 55,21 und 55,34 Proz. der ganzen Salzmenge, eine ganz unbedeutende Schwankung. Man kann folglich, wenn nicht eine extreme Genauigkeit nötig ist, den Salzgehalt des Wassers, wie Pettersson vorgeschlagen hat, mit Hilfe einer äusserst schnell ausgeführten Chlortitration ermitteln.

Ebenso kann eine einzige spezifische Gewichtsbestimmung dazu genügen, um den Salzgehalt eines Meereswassers zu charakterisieren. Man nimmt dabei als spezifisches Gewicht das Verhältnis der Gewichte gleicher Volumina Meereswassers und destillierten Wassers bei Zimmertemperatur (17,5°). Wenn s das so bestimmte spezifische Gewicht und p den Prozentgehalt an Salz bedeuten, besteht die Relation:

$$p = 131{,}5\ (s - 1) \text{ oder } s = 1 + 0{,}0076\, p.$$

Diese Formel ergiebt beispielsweise für das spezifische Gewicht $s = 1{,}025 : p = 3{,}28$ Proz. für $s = 1{,}029 : p = 3{,}8$ Proz.

Eine allgemeinere Formel lautet:

$$s = 1{,}0267 + 0{,}0076\ (p - 3{,}5) - \{0{,}000154\ (t - 17{,}5) + 0{,}00000674\ (t - 17{,}5)^2\},$$

wo t die Temperatur in Celsiusgraden angiebt.

Man hat auf diese Weise den Salzgehalt der verschiedensten Meeresteile untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchung sind betreffs der Meeresoberfläche die folgenden:

Der mittlere Salzgehalt des Weltmeeres ist 3,43 Prozent. Der Salzgehalt nimmt zu, wenn man sich von der Küste entfernt. Er nimmt auch von den polaren Gegenden im allgemeinen gegen die Passatregionen hin zu, erreicht da ein Maximum, von wo er zur äquatorialen Calmenregion abnimmt. Die Karte Fig. 126 zeigt nach Challengers Aufnahme die Verteilung des Salzgehaltes in den verschiedenen Meeren. Der Atlantische Ocean zeigt einen geringen Salzgehalt (32—33 ‰) längs der norwegischen und der nordamerikanischen Küste (wo der Polarstrom läuft), ebenso wie in der Nähe der Südspitze von Südamerika. Etwas weiter hinaus streckt sich das Wasser mit einem Salzgehalt zwischen 33 und 34 ‰, welches nur im südlichen Teil eine grössere Ausbreitung gegen niedrigere Breiten hin besitzt. Das Wasser von

Fig. 126. Salzgehalt des Oceans in spezifischem Gewicht des Oceanwassers nach Challengers Messungen angegeben.

34—35 ‰ füllt die Nordsee und eine breite Zone parallel der nordamerikanischen Ostküste (speziell bis zu Neufundland). Eine ähnliche Zone um 40° s. Br. ist auch von diesem Wasser aufgenommen, ebenso wie eine grosse Strecke ausserhalb der Kongoküste.

Den Hauptteil des Nordatlanten (bis zum 40. Breitegrad) nimmt das Wasser von 35—36 ‰ ein. Im Südatlanten wird es durch einen grossen Bogen um den östlichen Teil Südamerikas vom Wasser von mehr als 36 ‰ getrennt, welches den übrigen Teil des Atlanten einnimmt mit Ausnahme zweier Maxima, eines an der brasilianischen Küste, das andere im sogenannten Sargassomeer, welche über 37 ‰ halten. Dies ist die salzreichste Stelle an der Oberfläche des Oceans, wie die nach Challengers Reiserapport gezeichnete Karte zeigt.

Der Salzgehalt der Nordsee wird durch folgende Messungen der „Pommerania“ (1872) charakterisiert.

Teil der Nordsee	Spez. Gew. bei 17,5°		Salzgehalt in Proz.	
	Oberfläche	Boden	Oberfläche	Boden
Nördliche Nordsee	1,0263	1,0268	3,45	3,51
Norwegische Küstenfjorde . .	1,0198	1,0267	2,59	3,50
Südwestliche Nordsee . . .	1,0257	1,0258	3,37	3,38
Skagerrak	1,0227	1,0270	2,97	3,54
Kattegat, Belte, Westl. Ostsee	1,0164	1,0223	2,15	2,92

Der Salzgehalt ist grösser im nördlichen als im südlichen Teil, ebenso grösser im westlichen als im östlichen, was von den grossen Flüssen, die im südöstlichen Teil einmünden, abhängt. In der längs der norwegischen Küste verlaufenden tiefen „norwegischen Rinne“ wechselt der Salzgehalt sehr mit der Tiefe. Er ist an der Oberfläche 2,80 Proz., in 40 m Tiefe 3,44 Proz., in 100 m Tiefe 3,55 Proz. Diese Ziffern gelten für die Strecke Mandal—Korsfjord (südlich von Bergen), d. h. für die Südwestküste Norwegens. Dieser Umstand zeigt, dass über dem eigentlichen in der Tiefe befindlichen Nordseewasser eine salzarme Strömung hinläuft, die das Wasser der Ostsee abführt.

In der Ostsee wird das Wasser um so salzarmer, je weiter man sich von seinem Auslauf in die Nordsee entfernt. Der Salzgehalt steigt wegen des in der Tiefe einströmenden Nordseewassers und an der Oberfläche abfliessenden Ostseewassers immer mit der Tiefe, besonders in dem westlichen Teil (westlich von der Linie Darsserort-Falster). So ist noch im Öresund bei Helsingför der Salzgehalt an der Oberfläche nur 0,925 Proz., in 36 m Tiefe 3,35 Proz. Im grossen Belt war der

Salzgehalt des Oberflächenwassers (Sommer 1871) 1 Proz. bis zu etwa 17 m Tiefe, in 20 m Tiefe traf man den salzreichen Nordseestrom, der am Boden 3,026 Proz. hielt. Weiter nach Osten nimmt der Salzgehalt ab, von Sonderburg an (Oberfläche 1,97 Proz., 18 m Tiefe 2,12 Proz.) bis Hela (Oberfläche 0,75 Proz., 22 m Tiefe 0,76 Proz). Der Salzgehalt an der Oberfläche beträgt über 0,8 Proz. bis zu einer Linie zwischen dem südlichsten Punkt von Seeland nach dem nördlichsten Punkt von Mecklenburg, über 0,7 Proz. bis zu einer Linie quer über Öland und Gotland bis zur nordwestlichen Ecke von Estland, über 0,6 Proz. bis zur Linie Stockholm-Åbo. Von da sinkt er allmählich bis zu 0,5 Proz. (Sundswall-Wasa) und dann sehr schnell bis zu 0,1 Proz. bei Haparanda. Im Finnischen Meerbusen ist der Salzgehalt 0,35 Proz. bei Nervö (28° w. L. v. Gr.) und 0,1 Proz. bei Kronstadt. Im Rigaerbusen steigt er zu 0,57—0,58 Proz.

Im westlichen Teil der Ostsee ändert sich der Salzgehalt mit den Jahreszeiten, er ist geringer im Frühling und Sommer, und ist auch in verschiedenen Jahren nicht gleich. Auch die Windverhältnisse beeinflussen den Salzgehalt.

Wegen der starken Abdampfung des Wassers weisen das Mittelmeer und noch mehr das rote Meer sehr hohe Salzgehalte (37—39 ‰ bezw. 40—41 ‰) auf. Sehr eigentümlich und lehrreich ist das Verhalten des Kaspischen Meeres. An der Wolgamündung ist der Salzgehalt natürlicherweise sehr gering, nämlich 1,5 ‰, erreicht bei der Halbinsel Apscheron (wo die Petroleumquellen liegen) 13,2 und in der Kaidakbay 56,3 ‰. In der grossen, gegen die asiatische Seite liegenden Bucht Karabugas steigt der Salzgehalt bis auf 285 ‰. Durch die ausserordentlich starke Abdunstung konzentriert sich da die Salzlösung so, dass sich Salze ausscheiden. Ein stetiger Strom führt neue Wassermengen zum Ersatz der verdunsteten zu dieser natürlichen Salzpfanne. Ungefähr in derselben Weise verhält sich das tote Meer. Man hat hier grossartige Beispiele, wie die in den geologischen Ablagerungen sehr gewöhnlichen und wertvollen Salzablagerungen zustande gekommen sind.

Betreffs des Salzgehaltes in verschiedenen Tiefen sind auch sehr zahlreiche Messungen gemacht worden. Derselbe hängt ebenso wie derjenige der Meeresoberfläche zum grössten Teil von Strömungen ab. In Seen, wo viel Flusswasser zur Oberfläche geführt wird, wie in der Ostsee und Nordsee, nimmt der Salzgehalt mit der Tiefe zu, in Meeren wo die Abdunstung stark die Wasserzufuhr überwiegt, findet das Gegenteil statt (z. B. im Mittelmeer). Durch die von der Sonnenstrahlung hervor-

gerufene hohe Temperatur der Oberfläche können salzhaltigere Schichten auf salzärmeren schwimmen. In Wässern von geringerer Ausdehnung und nahe den Küsten kann der Salzgehalt zufolge der jährlichen Veränderung der Abdunstung und der Wasserzufuhr durch Flüsse jährliche Schwankungen erleiden, z. B. an den Küsten der Nordsee. Diese Schwankungen sind für die Wanderungen der Fische, speziell des Herings, welcher einem Wasser von 32—33 ‰ folgt, maassgebend und besitzen deshalb eine sehr grosse ökonomische Bedeutung.

Die Temperatur des Meeres. Diese Temperatur ist im höchsten Grade von den Meeresströmungen abhängig. Die Temperatur der Oberfläche zeigt eine jährliche Veränderung, wie die Erdoberfläche. Diese Temperaturvariation dringt wegen den Strömungen des Meereswassers bis zu einer Tiefe von etwa 300 m ein, während sie in dem Erdboden nur bis zu etwa 10 m Tiefe sich geltend machen. Sie ist sehr gering am Äquator (etwa 1° C.), nimmt bis auf ein Maximum (15° C.) in einer Breite von etwa 35° zu und nimmt danach langsam gegen die Pole hin ab. Nahe an der Küste können die Temperaturvariationen noch grösser werden, so in Kattegat 20° C. Im Nordatlanten zeigt die östliche Küstenzone wegen des Vorherrschens des Golfstroms eine viel höhere Temperatur als die westliche Küstenzone, wo der Polarstrom nach Süden geht (Fig. 127). Etwas weiter hinaus sind die Verhältnisse umgekehrt, sodass die Westseite bis zu 1000 m Tiefe die wärmere ist. In grösseren Tiefen kehrt sich das Verhältnis wieder um.

Die mittlere Temperatur der Meeresoberfläche ist aus der Isothermenkarte Fig. 128 ersichtlich. Für den Atlantischen Ocean sind die Temperaturverhältnisse in etwas grösserer Skala in Fig. 127 dargestellt.

Die Temperatur nimmt allmählich gegen grössere Tiefen ab, sodass sie am Boden der tropischen Meere etwa + 2° C. und am Boden der polaren Meere — 2° beträgt. Die Abnahme von der Oberfläche hinab geschieht mit zunehmender Tiefe immer langsamer, wie die nebengezeichneten Diagramme (Fig. 129—131) erweisen. Die niedrige Temperatur des Bodenwassers hängt von Strömungen kalten Polarwassers ab, wie man leicht am Verhalten des Mittelmeeres (Fig. 129) sehen kann, wo die Temperatur nicht unter 11° C. sinkt.

Dieses Verhalten des Mittelmeeres ist für tiefere Binnenmeere (wie das Rote Meer, das Ochotskische Meer u. s. w.) charakteristisch, welche durch hohe Schwellen vom angrenzenden Ocean getrennt sind. Die mittlere Temperatur, welche in unter diesen Schwellen liegenden Schichten herrscht, ist gleich der niedrigsten Temperatur, welche die Ober-

fläche desselben Meeres im Winter annimmt. Dieses schwerste Wasser sinkt dann herunter und bildet das Bodenwasser. Infolge der gleichmässigen

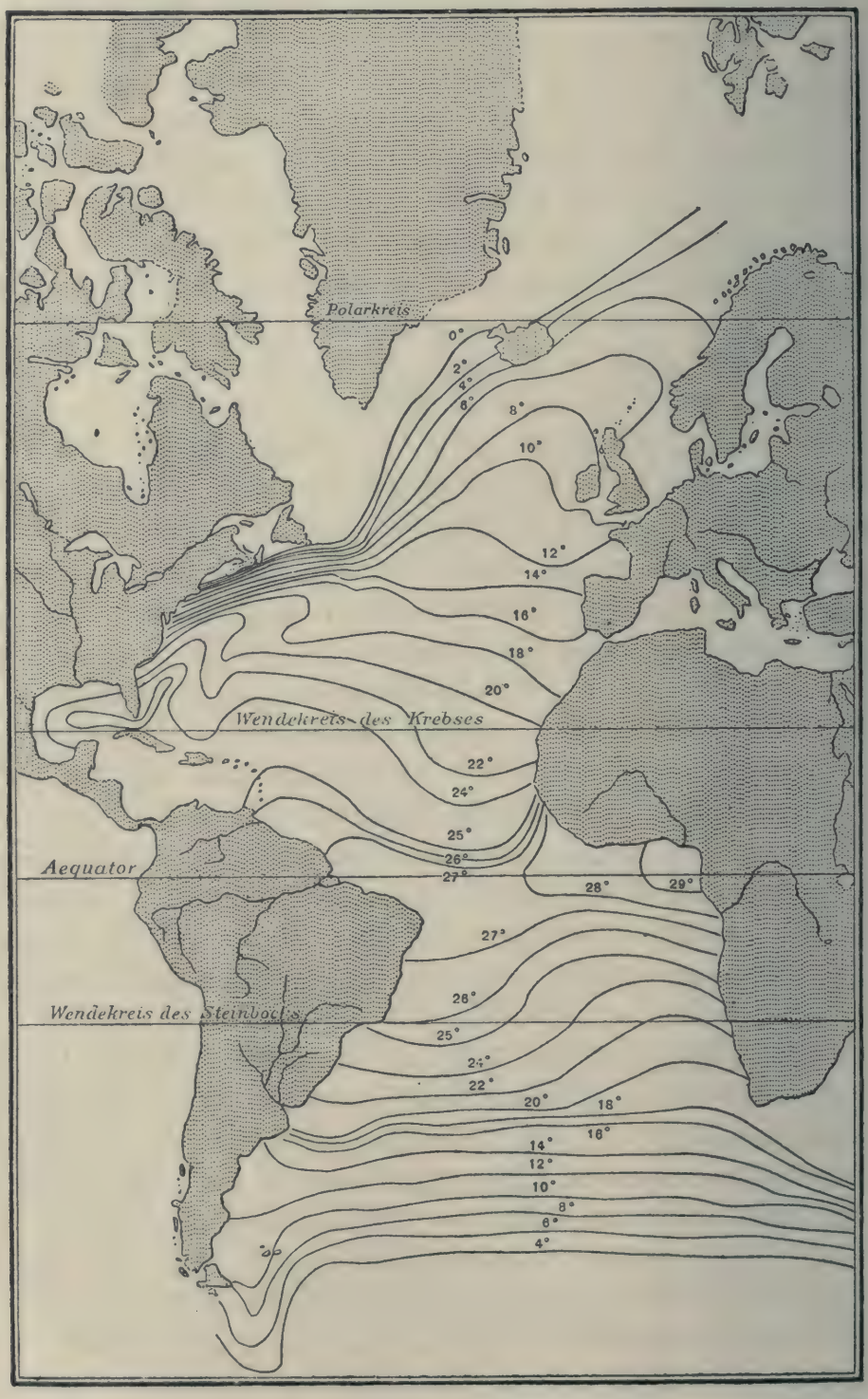


Fig. 127. Temperatur der Oberfläche des Atlantischen Oceans im Monat März nach Krümmel.

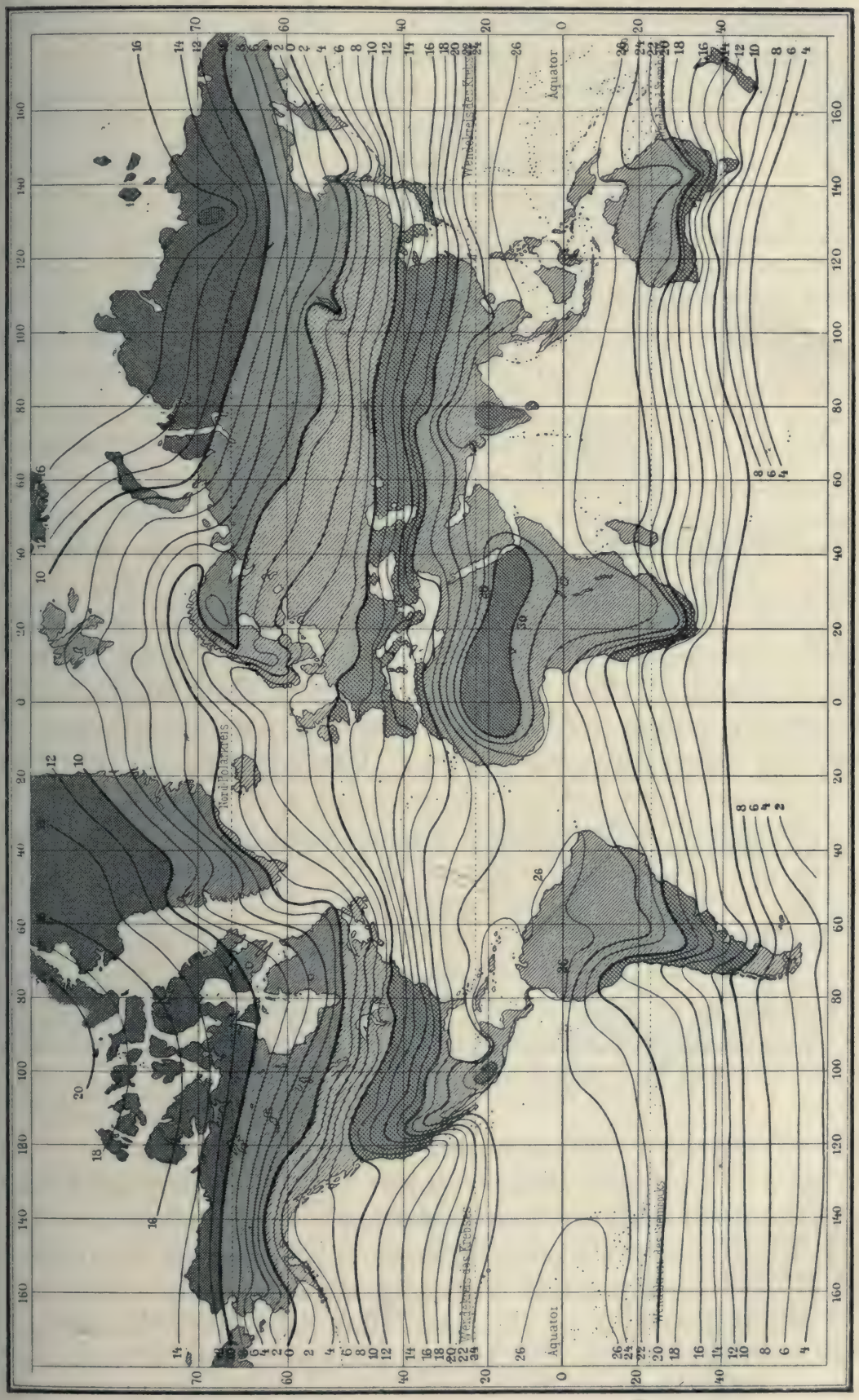


Fig. 128. Jahresisothermen.

Temperatur in diesen tieferen Schichten findet daselbst kein Umsatz von Wasser in nennenswertem Grade statt. Kein Sauerstoff wird zu diesen Schichten geführt, die deshalb des Tierlebens — die Pflanzen gehen überhaupt nie so tief — nahezu entblösst sind. Da das Mittelmeer zuerst näher untersucht wurde, glaubte man anfangs, dass ein ähnliches Verhalten für alle tiefen Meere charakteristisch sein würde. Die Untersuchungen in nordischen Meeren (von Sars und Torell) bahnten einer richtigeren Anschauung den Weg. Ohne Zweifel würde der Ocean sich auch so verhalten, falls nicht ein steter Unterstrom von mit Luft wegen der niederen Temperatur stark beladenem Wasser reichliche Mengen von Sauerstoff zur Atmung der Tiere in tieferen Schichten mitbrächte.

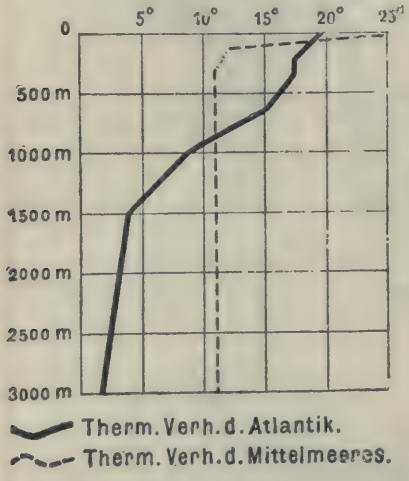


Fig. 129.

In dem westlichen Teil des Stillen Oceans und dem ostindischen Archipel ist die gleichförmige Temperatur der niedrigsten Schichten nicht durch die tiefste Wintertemperatur der Oberfläche, sondern durch die Temperatur an der tiefsten Stelle der Schwelle gegen den Ocean bestimmt. Dies muss natürlich eintreffen,

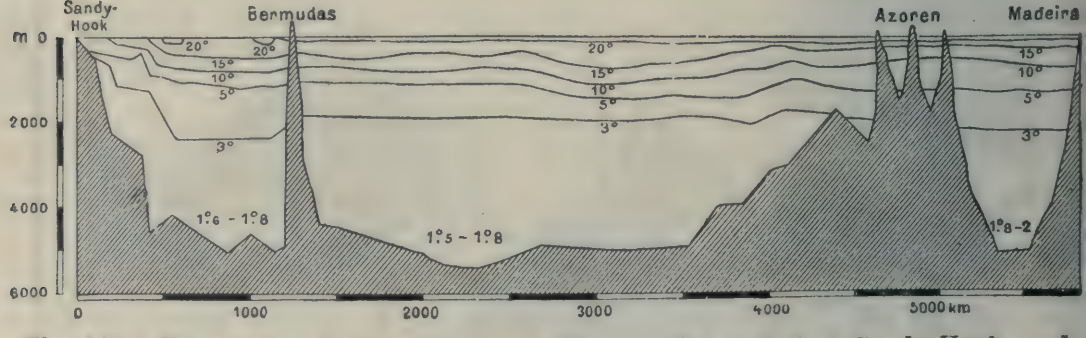


Fig. 130. Temperatur der verschiedenen Meerestiefen zwischen Sandy-Hook und Madeira.

sobald diese Temperatur niedriger als jene ist (bei tief liegender Schwelle und kleinen jährlichen Temperaturvariationen). Für das Mittelmeer fallen die beiden Temperaturen nahe zusammen; die Schwellentiefe bei Gibraltar ist 950 m.

Die Diagramme Figg. 129—131 stellen einige dieser charakteristischen Verhältnisse dar. Fig. 129 ist eine Darstellung der Temperatur

in einem Ocean (Atlantischen) und einem Binnenmeer (Mittelmeer) unweit des verbindenden Sundes (bei Gibraltar). Fig. 130 zeigt die Temperatur im Atlantischen Meer auf der Linie Sandy-Hook-Madeira, woraus es hervorgeht, wie ausserordentlich dicht die Isothermen nach oben gelagert sind, d. h. wie dünn die warme Oberfläche des Oceans ist. Dies ist im grossen Ocean noch auffallender (nahe dem Äquator). Fig. 131 endlich zeigt (nach Wilds Bearbeitung der Challenger-Messungen) die komplizierten Verhältnisse in und um die Meeresströmungen. Die äusserste Kurve entspricht 36° n. Br. und 70° w. L., die mittlere 36° 23′ n. Br. und 71° 51′ w. L., und die unterste 37° 25′ n. Br. und 71° 51′ w. L.

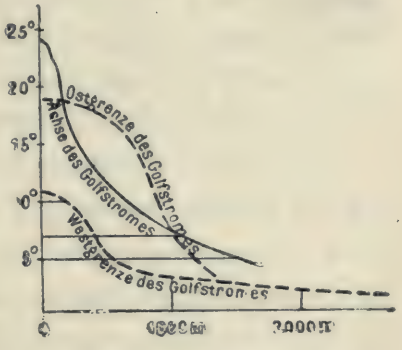


Fig. 131.

Noch kompliziertere Verhältnisse können eintreten, wenn, wie in arktischen Gegenden gewöhnlich, ein kalter Wasserstrom zwischen zwei warme Wasserschichten oder ein warmer Strom zwischen zwei kalte eindringt. Im ersten Falle erhält man ein Minimum der Temperatur und, wegen der tiefen Bodentemperatur, darunter ein Maximum, im zweiten nur ein Maximum. Dies letztere trifft nach Nansens Messungen für das Nordpolarbassin zu, wo der Golfstrom unter der Eisdecke einsetzt.

So lange es Eis an den Polen gegeben hat und noch giebt, hat und wird der Boden des Oceans die jetzige niedrige Temperatur sehr nahe konstant erhalten. Der Meeresboden ist demnach in langer Zeit keinen, und überhaupt sehr geringen, Temperaturverzerrungen in geologischen Epochen ausgesetzt gewesen. Die Bildung von Bergmassiven ist deshalb hauptsächlich auf die Kontinente beschränkt.

Im Gegensatz zum Luftmeer wirkt der Ocean stark kühlend auf die Temperatur seines Bodens. Dies hängt von der ausserordentlich geringen Kompressibilität und Wärmeausdehnung des Wassers ab, im Gegensatz zu den Gasen.

Die mittlere Temperatur der Meeresoberfläche ist immer höher als diejenige der benachbarten Luftschichten (etwa 1°—1,5° in der Nähe der Oberfläche). Dies hängt ohne Zweifel damit zusammen, dass das Meerwasser viel durchlässiger ist für die Sonnenwärme als für die Wärmestrahlung zum Weltraume hinaus. In Binnenmeeren kann die betreffende Differenz 2° C. erreichen.

Das wärmste Meer der Erde ist das Rote Meer, welches im nörd-

lichen Teile eine Oberflächentemperatur von im Maximum 25,9°, im südlichen Teile von 29,5° aufweist. Von da ab nimmt die Temperatur bis zu einer Tiefe von 700 m ab, wo sie 21,5° beträgt und bis zum Boden sich konstant erhält.

Diese Temperatur entspricht sehr nahe der Wintertemperatur in der Umgegend des Roten Meeres.

Ähnliche Verhältnisse machen sich in Meeresteilen, welche, wie die sogenannte Sulusee zwischen Borneo Mindanao und den Suluinseln, scheinbar in freier Kommunikation mit dem Ocean stehen. Durch eine Bodenerhebung von etwa 730 m Tiefe wird dieser Meeresteil vom Ocean abgeschlossen, wodurch die Temperatur zwischen dieser Tiefe und dem Boden (4670 m) sich konstant auf einer höheren Temperatur (10,2° C.) als die gleichen Tiefenstufen des Oceans erhält (vgl. S. 367).

Eigentümliche Temperaturverhältnisse zeigen das Schwarze Meer und die Ostsee, deren Oberflächenwasser durch Zufluss von Flusswasser einen geringen Salzgehalt gegenüber dem aus den naheliegenden Teilen des Oceans zuströmenden salzigen Wasser am Boden aufweist.

Als Beispiel mögen folgende Messungen betreffs der Temperatur und des Salzgehaltes im Schwarzen Meere im Sommer 1890 dienen:

Tiefe	0	25	50	75	100	200	1800	2200 m
Temperatur	23,2	11,6	7,2	7,4	8,0	8,9	9,0	9,3° C.
Dichte (bei 17,5° C.)	1,0136	1,0138	1,0142	1,0148	1,0153	1,0164	1,0172	—

Durch die Zunahme des Salzgehaltes mit der Tiefe wird das kühle Wasser in der Tiefe 50 m verhindert zum Boden zu sinken.

Infolgedessen ist die vertikale thermische Cirkulation des Meerwassers im Schwarzen Meere zu einer Oberflächenschicht von etwa 100 m beschränkt. Dieses Meer verhält sich folglich in seiner wärmeregulierenden Eigenschaft wie ein relativ seichter See von ausserordentlich grosser Oberfläche. Die tieferen Schichten stagnieren gänzlich, kein Sauerstoff wird zu ihnen von der Oberfläche hingeführt. Durch die hinuntersinkenden organischen Bestandteile werden die Sulfate dieser Schichten reduziert und geben Schwefelverbindungen und Schwefelwasserstoff. Diese Verunreinigung, die in 90 m Tiefe unmerklich ist, erreicht in 125, 200 und 500 m Tiefe 71, 215 bezw. 570 cm^3 Schwefelwasserstoff (bei 0° und 760 mm) pro Liter. Dadurch wird alles Leben in grösseren Tiefen als etwa 180 m vernichtet.

Ähnliche Verhältnisse, obgleich nicht so stark ausgeprägt, gelten auch für die Ostsee. Im Sommer sinkt die Temperatur von etwa 10°

bis 15° C. an der Oberfläche zu einem Minimum von 1,5°—2° in 30 bis 70 m Tiefe. Da nimmt wieder die Temperatur zu und bleibt konstant auf 2,5°—3,5° C. bis zum Boden. Die Wassercirkulation geschieht bloss zu einer Tiefe von etwa 55 m. Unter dieser Schicht nimmt der Sauerstoffgehalt stetig ab, der Kohlensäuregehalt dagegen zu, eine starke Verarmung des Tierlebens mitführend. An vereinzelten Stellen, z. B. an dem tiefsten Punkte der Ostsee bei Landsort (S. S. von Stockholm), kommt es sogar nach neueren Untersuchungen zu Schwefelwasserstoffbildung am Boden, ohne dass jedoch das Leben daselbst gänzlich unterdrückt wird.

Maximale Dichte des Meereswassers. Bekanntlich ist es von grösster Bedeutung für die Temperatur der Binnenseen, dass ihr Wasser ein Dichtemaximum bei 4° C. besitzt, welches oberhalb des Gefrierpunktes liegt. Dadurch wird die Eisbildung an der Oberfläche hervorgerufen, und tiefere Wasserteile bleiben bei einer Temperatur von etwa 4° C. erhalten.

Ein ähnliches Verhältnis trifft nur für schwache Salzlösungen zu, für starke dagegen nicht, wie u. a. Rosettis Untersuchungen beweisen. Bei zunehmendem Gehalt einer Lösung von Chlornatrium sinkt das Dichtemaximum erst langsamer, dann schneller, und zwar bis zu einem Salzgehalte von 4 Proz. mit etwa 2,4° C. für jeden Prozent. Dagegen sinkt der Gefrierpunkt einer Chlornatriumlösung anfangs etwas schneller, dann etwas langsamer, mit steigendem Salzgehalte, und zwar nimmt der Gefrierpunkt im Mittel 0,58° C. für jedes Prozent Chlornatrium ab. Eine vierprozentige Salzlösung hat demnach ein Dichtemaximum bei etwa — 5,6°, seinen Gefrierpunkt aber bei — 2,32°. Der Gefrierpunkt liegt also, umgekehrt wie beim Wasser, oberhalb des Dichtemaximums. Dies trifft für Salzlösungen von höherem Salzgehalte als 2,2 Prozent zu. In ähnlicher Weise verhält sich das Meereswasser, dessen Hauptsalzgehalt aus Chlornatrium besteht. Meereswasser von mittlerem Salzgehalte hat sein Dichtemaximum bei etwa — 3,6° und den Gefrierpunkt um — 2,2° C. Diese Eigenschaft, oberhalb der Temperatur des Dichtemaximums zu gefrieren, besitzen die Meereswässser, die mehr als etwa 2,5 Proz. Salz enthalten.

Die Farbe der Meere. Die Farbe des Meereswassers wechselt innerhalb sehr weiter Grenzen, die gewöhnlichsten Farben sind grün und blau und Übergänge zwischen diesen. Man hat viel darüber gestritten, woher diese Farbe hauptsächlich herrührt. Sicher ist, dass die Färbung auf den im Wasser suspendierten Teilchen organischen und

anorganischen Ursprunges beruht. Reines Wasser absorbiert das rote Ende des Spektrums in höherem Grade als das blaue. Deshalb enthält Licht, welches durch eine längere Wassersäule gegangen ist, einen Überschuss an blauen Strahlen, gegenüber den roten, und erscheint bläulich. Wenn also die reflektierenden Teile im Wasser sehr tief liegen, sollte es blau erscheinen. Wahrscheinlicherweise bildet jedoch dieser Umstand nicht den Hauptgrund der Blaufärbung des Meeres, sondern die Blaufärbung des Meeres hat dieselbe Ursache wie diejenige der Luft. Kleine suspendierte Teilchen reflektieren alle Farben, aber je kleiner sie sind, desto stärker wird die Reflexion im Blau (und Ultraviolett) gegenüber derjenigen im Rot.

Wenn aber sehr grosse Körner im Wasser schweben, so werden alle Lichtgattungen ungefähr gleich stark reflektiert, das Wasser erscheint grau oder weiss. Dies ist der Fall mit Flüssen, welche von Gletschern herunterkommen und sehr viel und groben Detritus mit sich schleppen. Sie werden auch auf Island und in Norwegen „hvit-åar", d. h. weisse Bäche, genannt. Infolge der Eigenfarbe des Schlammes kann die Färbung einen gelblichen bis bräunlichen Ton annehmen, wie man häufig an Flüssen, welche ihr Wasser von lehmhaltigen Gegenden erhalten, beobachten kann. Derselbe Fall trifft für das „gelbe Meer" zu, in welches Hoang-ho („der gelbe Fluss") kolossale Mengen von fein verteiltem Löss hineinschwemmt, ebenso für das Meer ausserhalb der Kongomündung. Senken sich nun die gröberen Partikelchen zum Boden, so verschwindet erst das Rot des Spektrums im reflektierten Licht, das Meer sieht grün aus. Dies ist die gewöhnliche Farbe des Meeres in nicht all zu tiefen Teilen, wie z. B. der Ostsee (flaschengrün), der Nordsee, der Bank- und Küstengewässer, ebenso wie der meisten Flüsse und Binnenseen. Am schönsten ist die grüne Farbe (aquamarin) über Kreideboden, wie im englischen Kanal, ist der Boden schlammig, wie in der Nordsee, wird das Grün gelblich und trübe. Weiter von der Küste, wo weniger Sediment sich befindet, also die schwebenden Partikelchen noch winziger sind, geht auch die Reflexion des gelben im Spektrum verloren und man erhält Farbentöne, die in grünblau bis reinblau übergehen. Die blaue Farbe ist in allen tiefen Meeren vorherrschend. Diese Farbe ist um so tiefer, je stärker die Sedimentation, d. h. je höher die Temperatur und der Salzgehalt sind. Deshalb zeichnen sich der Golfstrom und der Kuro-Schio („der blaue Strom") durch tiefblaue Farbe gegen die Umgebung ab. Dabei kann aber bisweilen das Wasser sehr viele kleine Organismen enthalten, wie z. B. in dem Californischen Meerbusen und

dem Roten Meer, deren Wasser durch kleine rote Krustaceen bezw. durch rote Korallenstöcke rötlich gefärbt erscheint.

Ebenso sind Streifen im grönländischen Meer von Diatomaceen grün gefärbt. Solche Färbungen können ganz zufällig sein, wie z. B. die an Bord der „Gazelle“ im Nov. 1875 beobachtete grüne Färbung des Meeres zwischen Neu-Seeland und den Fidschi-Inseln. Diese ungewöhnliche Färbung stammte von Massen von Salpen.

Sehr sonderbar ist die bisweilen — nur bei Nacht — auftretende Milchfarbe des Meeres, wodurch dasselbe einer schneebedeckten Landschaft ähnelt, und welche durch phosphoreszierende Organismen hervorgerufen wird. Sie kommt am häufigsten im Indischen Ocean vor.

Das allerreinste Wasser sollte aus mangelnder Reflexion schwarz erscheinen. Diese Farbe wird auch als für einige Alpenseen charakteristisch angegeben. Die schwarzen Gewässer, welche man im Norden häufig beobachtet, erhalten ihre Farbe für gewöhnlich aus Humussäure, welche von vermodernden Organismen herstammt.

Zur genauen Bestimmung des Farbentons eines Wassers bedient man sich einer Farbenskala, welche von gelb (Lösung von Kaliumchromat) bis blau (Lösung von Kupfersulfat) geht.

Die Durchsichtigkeit des Wassers. Schon seit mehr als hundert Jahren misst man die Durchsichtigkeit eines Wassers in der Weise, dass man eine weiss angestrichene Holzplatte, welche durch Belastung wagerecht gehalten wird, in das Wasser hineinsenkt, bis man sie nicht mehr wahrnehmen kann. Die entsprechende Tiefe wird als Maass der Durchsichtigkeit des betreffenden Wassers angesehen. Für gewöhnlich verschwindet die Sichtbarkeit schon in einer Tiefe von etwa 10 m; im klaren blauen Wasser des Genfer Sees fand Forel diese Tiefe im Sommer gleich 6,6 m, im Winter gleich 12,7 m.

Ein anderes Maass hat man in neuerer Zeit verwendet, indem man in Glas eingeschlossene photographische Platten bis zu verschiedenen Tiefen ins Meer hineinsenkte und die Tiefe beobachtete, in welcher nach einer bestimmten Expositionszeit keine Lichtwirkung auf die Platte zu finden war. Diese Verschwindungstiefe ist viel grösser als die vorhin erwähnte (im Mittel bei den von Forel getroffenen Anordnungen etwa acht mal). Die beiden Bestimmungsweisen ergeben nicht einander proportionale Tiefen, weil ganz andere Strahlengattungen auf das Auge, als auf die empfindliche Platte einwirken.

Die Verschwindungstiefe ist natürlicherweise (an klaren Tagen) um so grösser, je höher die Sonne steht. So veränderte sich im Golfe

von Neapel die Verschwindungstiefe, photographisch gemessen, zwischen 400 und 465 m, wenn die Sonnenhöhe zwischen 50° und 68° zunahm.

Wegen der Schnelligkeit des Sinkens von suspendierten Partikeln in Salzwasser, verglichen mit derjenigen in Süsswasser, ist das Meer viel durchsichtiger als die süssen Binnenseen. Den Zusammenhang mit der auch von suspendierten Partikelchen abhängigen Farbe des Meeres ersieht man aus folgender kleinen Tabelle von Forel:

Mittlere Verschwindungstiefe (optisch):	15,8	16,2	23,2	26,7 m
Färbung des Meerwassers:	grün	grünblau	mattblau	blau.

Durch Versuche mit reinem Wasser in Röhren hat man nach photometrischen Methoden ermittelt, dass eine Wassersäule von 5 m Länge zwei Drittel des einfallenden Lichtes verschluckt. Durch 300 m Wasser vermag kaum eine Spur von Licht durchzudringen. Diese Versuche zeigen auch, dass die Durchsichtigkeit des Wassers mit steigender Temperatur abnimmt.

Es ist denn offenbar, dass kein Licht in die grösseren Tiefen des Meeres hineindringt. Infolgedessen kann auch kein Pflanzenleben, das zur Assimilation Licht nötig hat, in tieferen Schichten des Meeres vorkommen. Das Pflanzenleben erreicht eine Maximaltiefe von etwa 360 m. Die grüne Farbe der in höheren Schichten lebenden Vegetation geht in tieferen Schichten, zu einer violetten oder rötlichen über. Unter 80 m Tiefe ist die Flora sehr spärlich. In den grossen Tiefen kommt auch nur animalisches Leben vor. Sehr eigentümlich erscheint es, dass eine grosse Menge dieser in grossen Tiefen lebenden Tiere mit eigenen Organen zur Entwickelung von phosphorescierendem Licht versehen sind, was darauf hindeutet, dass das Licht für sie von grosser Bedeutung ist; es dient wahrscheinlicherweise als Abschreckmittel.

Eine ähnliche Phosphorescenz zeigen auch mehrere näher an der Oberfläche lebende Tiere, welche das Meeresleuchten zustande bringen. Dieses Leuchten kommt in allen Zonen vor, so auch in der Ostsee und der Nordsee (im Herbst), aber am prächtigsten entwickelt es sich in den Tropen. Das Leuchten ist am hellsten, wo das Wasser umgerührt wird. Das Wasser am Buge und an den Rudern eines Bootes glänzt bisweilen wie Feuer. Das Phosphorescenzlicht ist kontinuierlich mit einem Maximum im Grün und sehr schwach gegen die Enden des Spektrums. Es sind zum grössten Teil die kleinen Organismen, welche zum „Plankton", d. h. der in dem Meer herumtreibenden grossen Menge von kleinen Lebewesen, gehören, welche dieses Leuchten hervorbringen. Das Plankton

ist für die Charakterisierung des Meerwassers von sehr grosser Bedeutung, weil es den höheren darin befindlichen Tieren zur Nahrung dient, weshalb sie das Vorkommen dieser höheren Tiere, z. B. des Herings, in gewissen Wässern bedingen. Es giebt sowohl animalisches als vegetabilisches Plankton. Die nordischen Gewässer sind relativ reich an Plankton, das aber wenige Arten enthält.

Auch von höheren Organismen giebt es ungeheure Mengen, welche auf dem Meere herumtreiben. Besonders Stücke von Tangen, welche durch die Meereswogen losgerissen werden, spielen dabei eine grosse Rolle, weil sie durch Luftblasen schwimmend erhalten werden. Von den Luft- und Meeresströmungen werden sie auf dem Meere herumgetrieben und sammeln sich da an in grossen Mengen, wo Windstille herrscht und keine Meeresströmungen vorkommen. Sie bilden da die sogenannten Sargassomeere, wovon das bedeutendste im Atlantischen Ocean zwischen 21° und 34° n. Br. und 39° und 75° w. L. liegt.

Die Meeresströmungen. Theoretisches. Schon bei der Besprechung des Salzgehaltes und der Temperatur in den verschiedenen Teilen des Weltmeeres musste bei mehreren Gelegenheiten auf den grossen Einfluss der Meeresströmungen hingewiesen werden. Sie sind auch von der allergrössten Bedeutung in klimatologischer Hinsicht.

Es giebt viele Ursachen, welche eine Cirkulation des Meereswassers bedingen. In der Nähe des Äquators bewirkt die starke Sonnenstrahlung eine viel grössere Abdunstung als diejenige, welche von der Wasserzufuhr durch die Flüsse und dem Niederschlag gedeckt werden kann. Andererseits verhält es sich gerade umgekehrt in den polaren Gegenden, wo von dem Niederschlag und den Flüssen kolossal viel Wasser dem Meere zugeführt wird und die Verdunstung wegen der niedrigen Temperatur ausserordentlich gering ist. Es muss also fortwährend von den polaren Gebieten Wasser zu den äquatorialen hinströmen, wo es allmählich verdunstet. Der zweite Teil des Kreislaufes des Wassers geht durch die Luft und die Flussläufe.

Zufolge der niederen Temperatur sinken die polaren Gewässer, welche wohl zum grössten Teil bei dem Schmelzen des arktischen Eises entstanden sind, in die Tiefe hinab und gelangen längs dem Meeresboden zu den äquatorialen Gebieten. Dadurch bewirken sie die eigentümlich erscheinende niedrige Temperatur am Meeresboden.

Durch diesen Umstand wird ein allmähliches Nachsinken des Polarwassers gegen den Äquator bewirkt.

Die häufig starken Strömungen, welche an der Meeresoberfläche

beobachtet werden, verdanken ihr Dasein hauptsächlich dem Stoss des Windes, wie schon lange die Seeleute sich den Vorgang vorgestellt haben. Damit ein erheblicher Strom entsteht, müssen aber die Winde lange Zeit in derselben Richtung wirksam sein. Die Luft und das Wasser bilden zwei Kontinua mit einem sehr plötzlichen Übergange an der Oberfläche. Wenn nun die beiden Kontinua sich gegeneinander verschieben, so ist das Gleichgewicht, wie Helmholtz gezeigt hat, nicht länger stabil, falls die Begrenzungsfläche eben ist, sondern es entsteht eine Wellenbewegung, worüber unten mehr berichtet werden soll. Ausserdem findet aber auch eine Reibung an der Grenzfläche statt, welche bestrebt ist, die relative Geschwindigkeit zu vermindern. Die obersten Schichten des Wassers werden infolgedessen von dem Winde mitgeschleppt. Diese Schichten ziehen andere tiefer liegende zufolge der inneren Reibung mit. Die Bewegung dringt also tiefer und tiefer hinein, je länger die Bewegung an der Oberfläche dauert. Die Mitteilung der Bewegung nach unten geschieht nach Gesetzen, die sehr ähnlich denjenigen der Wärmeleitung sind.

Eine nähere Untersuchung der theoretischen Seite dieses Gegenstandes ist von Zöppritz ausgeführt worden.

Die Tiefe, zu welcher eine hin- und hergehende Bewegung, wie der täglich periodische Land- und Seewind in die Wogen hineindringt, wird eine sehr mässige, ebenso wie die tägliche Wärmeschwankung zufolge der Sonnenstrahlung nur in sehr geringe Tiefen unter der Erdoberfläche fühlbar ist. Dabei ist es zu bemerken, dass die innere Reibung mit steigender Temperatur stark abnimmt, sie ist etwa halb so gross bei 25^0 wie bei 0^0, weshalb die Bewegung in kältere Wässer tiefer als in wärmere, und in 25^0 warmes Wasser halb so tief wie in solches von 0^0 hineindringt. Auch der Salzgehalt hat einen Einfluss auf die innere Reibung des Wassers, derselbe ist aber sehr gering, indem die Reibung durch Zusatz von 1 Proz. Salz um etwa 0,015 zunimmt. Da nun der Salzgehalt im Ocean nahezu konstant ist, so können wir von diesem Einfluss absehen.

Zöppritz hat eine Berechnung ausgeführt, wie schnell die Bewegungen bei einer Temperatur von 10^0 C. ins Meer hineindringen. Er fand, dass 239 bezw. 41 Jahre nötig sind, damit die Bewegung in einer Tiefe von 100 m die Hälfte, bezw. ein Zehntel der Geschwindigkeit der als konstant angenommenen Bewegung an der Oberfläche erreicht. Dabei wird vorausgesetzt, dass am Anfang alle Teile stillstanden ausser denjenigen in der Nähe der Oberfläche. In Wasser von 0^0 bezw. 25^0 C. würde die erreichte Tiefe in derselben Zeit 1,37 bezw. 0,68 mal

so gross sein. Die Reibung entspricht dem Wärmeleitungsvermögen bei den thermischen Untersuchungen.

Ebenso wie die Wärme dringt die Bewegung zu Tiefen hinein, die der Quadratwurzel aus der Wirkungszeit proportional sind. Damit also die Bewegung in 10 m Tiefe 0,5 v bezw. 0,1 v betrage, wenn v die Oberflächengeschwindigkeit bezeichnet, sind 2,39 bezw. 0,41 Jahre erforderlich. Man sieht daraus, wie äusserst wenig tief die Bewegungen von nicht sehr langer Periode eindringen. Die Monsunwinde in Indien haben eine Periode von einem Jahre, sodass man sagen kann, dass sie etwa ein halbes Jahr in die eine (von Osten längs der indischen Küste im Dez.—Febr.), das andere halbe Jahr in die andere Richtung wehen. Diese Monsune bringen Meeresströmungen von derselben Periode an der Meeresoberfläche hervor.

Es dringt diese Bewegung nach der Theorie nur zu etwa 10 m Tiefe mit 0,1 ihrer Amplitude hinein, nach dem was oben gesagt wurde. Wegen der höheren Temperatur an der Oberfläche (als 10^0) wäre das genannte Hineindringen sogar auf etwa 9 m beschränkt.

Noch weniger wirksam sind die Luftbewegungen von täglicher Periode, welche $\sqrt{365}$, d. h. etwa 19 mal weniger tief als die jährlichen, hineindringen, deren Amplitude also schon in 0,4 m Tiefe auf 0,1 derjenigen der Oberfläche reduziert sein sollte.

Die Abnahme der Amplitude mit der Tiefe geschieht so wie diejenige der Temperatnr, wenn dieselbe an der Oberfläche schwankend ist: Wenn die Tiefen nach einer arithmetischen Reihe zunehmen, so nehmen die Amplituden der periodischen Schwankung nach einer geometrischen Reihe ab. Die Maxima und Minima sind in der Tiefe gegen diejenigen an der Oberfläche verspätet, ebenso wie bei der Wärmeleitung durch die Erdkruste. Zöppritz hat berechnet, dass bei einer Periode von 1 Jahr Länge ein Minimum in 11,9 m Tiefe gleichzeitig mit dem Maximum an der Oberfläche eintrifft. Für eine Schwankung, deren Periode einen Tag beträgt, ist der Abstand zwischen einem Maximum und dem darauf folgenden Minimum $\sqrt{365}$ mal geringer, d. h. etwa 0,6 m.

Bei der Ableitung dieser Sätze wird es vorausgesetzt, dass gar keine mechanische Umrührung stattfindet, was natürlicherweise keineswegs erfüllt ist (vgl. S. 410). Dies geschieht, wenn nicht in anderer Weise, dadurch, dass in der Übergangszone zwischen zwei Flüssigkeitsschichten von verschiedener Geschwindigkeit Wirbelbewegungen entstehen. Die dadurch hervorgerufene Umrührung bringt immer ein tieferes Eindringen zustande als die Theorie verlangt.

Wie man aus dem Gesagten ersieht, können die periodischen Strömungen nur eine unbedeutende Mächtigkeit erreichen. Die bedeutendste Strömung dieser Art ist der im indischen Ocean nördlich vom Äquator herrschende Monsun-Strom, welcher im Sommer nach Osten, im Winter nach Westen gerichtet ist. Damit die mächtigen Ströme entstehen, welche die grosse Cirkulation im Weltmeere hervorbringen, müssen Winde von stetigem Charakter wirksam sein, wie dies in den Passatregionen zutrifft.

Wenn ein stetiger Wind über einer Wasseroberfläche von einer gewissen Tiefe weht, so wird, theoretisch genommen, der Endzustand sich so verhalten, dass die Geschwindigkeit linear mit zunehmender Tiefe abnimmt. Wenn also die Geschwindigkeit an der Oberfläche v genannt wird, so ist sie am Boden (Tiefe h) 0, in der Tiefe 0,1 h bezw. 0,5 h erreicht sie die Werte 0,9 v bezw. 0,5 v u. s. w. Dies entspricht gänzlich der Temperaturverteilung in einer gleichförmig leitenden Masse, die von zwei parallelen Oberflächen begrenzt wird, welche die Temperaturen v und 0 besitzen.

Da nun entgegen dieser theoretischen Ableitung die grossen Meeresströme im allgemeinen nicht bis zum Meeresboden gespürt werden, so kann dies nur davon abhängen, dass in tieferen Schichten andere Strömungen herrschen. Der Golfstrom erreicht eine sehr beträchtliche Tiefe, welche häufig 1000 m übersteigt, an der Westküste von Irland sogar bis zu 1800 m hinuntergeht.

Krümmel hat einige interessante Versuche gemacht, um den Mechanismus nachzuahmen, welcher die Meeresströme hervorruft. In ein rechteckiges Gefäss (siehe die Figur 132) legte er zwei feste Körper a und b ein, welche ungefähr die Kontouren der westafrikanischen und brasilianischen Landmassen in der Nähe des Äquators darstellen. Den übrigen Teil des Gefässes füllte er mit Wasser, welches demnach dem Atlantischen Ocean entsprechen soll. Über der Wasseroberfläche brachte er mit Hilfe von Gebläseröhren Luftströmungen p_1 und p_2 zustande, welche den in diesen Gegenden herrschenden Passatwinden ähnlich gerichtet waren. Mit Hilfe von kleinen Schwimmkörpern konnte er den Bewegungen des Wassers an der Oberfläche folgen. Die Richtung dieser Bewegungen werden durch die Pfeile in der Figur gekennzeichnet. Er erhielt auf diese Weise eine dem thatsächlich in der Nähe des Äquators im Atlantischen Meere herrschenden Strömungssystem ähnliche Stromverteilung. Die in der Figur nach links gerichteten Strömungen entsprechen dem Nord- bezw. Südäquatorialstrom. Die Rückströmung in

der Mitte und längs der unteren Seite von *b* entspricht dem Guineastrom, die oben und unten nach rechts verlaufenden Ströme repräsentieren den Golfstrom bezw. den Westwindtrift.

Aus diesem Beispiel ist auch der Einfluss der Landkonturen ersichtlich. Die hervorragenden Ecken von *a* und *b* teilen die Strömungen entzwei, wie es in der Natur geschieht. Ein anderer Umstand, welcher in geringerem Grade die Richtung der Ströme beeinflusst, ist die Achsendrehung der Erde (Mohn), welche die Strömungen auf der Nordhalbkugel nach rechts, diejenigen auf der Südhalbkugel nach links abbiegt. Einen modifizierenden Einfluss können zufällige Winde und ungewöhnliche Luftdruckverhältnisse ausüben.

Fig. 132.

Methoden zur Beobachtung der Meeresströmungen. Die Anwesenheit von Meeresströmungen ist schon lange bekannt. Die Seefahrer haben den störenden Einfluss derselben, seitdem Oceanfahrt betrieben wurde, erkannt. Die Notizen über die an Schiffen beobachteten Stromversetzung, wodurch der Kurs des Schiffes von dem berechneten sich unterscheidet, haben wichtige Beiträge zur Kenntnis der Meeresströmungen geliefert (Maury).

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Meeresströmungen werden Schwimmkörper von einem verankerten Schiffe ausgeworfen, deren Bahn in einer bestimmten Zeit ermittelt wird. Gewöhnlich wird dazu der Schiffslog benutzt, mit dem man für gewöhnlich unter Annahme, dass das Wasser still steht, die Geschwindigkeit des Schiffes misst.

Schwimmende Körper treiben häufig auf dem Meere herum und können, wie Hölzer, Früchte oder Pflanzenteile, Wrackteile (vgl. S. 384) oder Flusskörper der Fischernetze, oft in Bezug auf ihre Herkunft bestimmt werden. Dadurch kann man interessante Schlüsse über das Bestehen von Meeresströmungen zwischen zwei Orten ziehen; über die Geschwindigkeit erhält man meistenteils keine Anhaltspunkte. Als Beispiel, wie weit solche Körper treiben können, möge angeführt werden, dass man auf Spitzbergen Bohnen der tropischen Pflanze Entada gigalobium gefunden hat.

Von Schiffen werden häufig sogenannte Flaschenposten ausgeworfen. Dieselben bestehen aus einer sehr gut verkorkten Flasche, worin ein Papier mit den gewünschten Notizen und ausserdem Angaben von Ort und Zeit beim Hinauswerfen eingelegt wird. Sie werden von anderen Schiffen oder Fischerbooten oder endlich von Strandbewohnern nach ihrer Strandung aufgenommen. In vielen Fällen kann man dann die Treibezeit bestimmen und auf diese Weise eine Nachricht über die Strömungsgeschwindigkeit erhalten. Solche Flaschenposten werden häufig eigens zur Ermittelung des Ganges der Meeresströmungen hinausgeworfen.

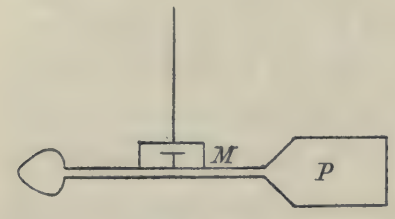


Fig. 133.

Zur Untersuchung von tieferen Strömungen verwendet man einen Apparat von Aimé (Fig. 133). Dieser Apparat besteht aus einer Art Windfahne P, welche in das Meer zur gewünschten Tiefe hinuntergesenkt wird. An der Windfahne, welche sich in der Richtung der Meeresströmung einstellt, ist oben eine dicht verschlossene Dose (M) mit Glasdeckel befestigt. In derselben schwingt eine Magnetnadel frei auf einer Spitze. Durch irgend eine Vorrichtung kann diese Nadel in ihrer Gleichgewichtslage arretiert werden, bevor der Apparat hinaufgezogen wird. Man liest nachher den Winkel zwischen dem magnetischen Meridian und der Stromesrichtung ab.

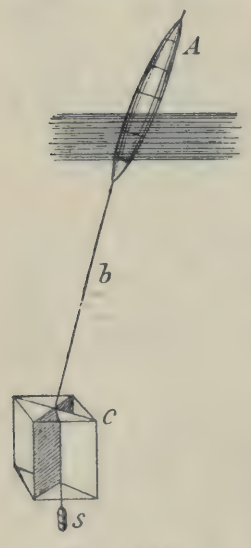


Fig. 134.

Man kann auch die Geschwindigkeit von der unteren Strömung mit Hilfe des folgenden Apparates bestimmen. An einer Boje A (Fig. 134) ist mittelst eines Drahtes b von bestimmter Länge ein grosser Rahmen c befestigt, in welchem zwei grosse Segeltuchstücke senkrecht zu einander ausgespannt sind. Unten ist ein Senkblei s. Die Strömungsrichtung und Stromstärke ist sowohl aus der Bewegung wie aus der Neigung von A zu ermitteln.

Schliesslich kann man die Geschwindigkeit der tieferen Ströme mit Hilfe von einer Schraube ermitteln, die ein Zählwerk in Gang setzt und nach Zurücklegung von je hundert Umdrehungen ein elektrisches Signal zum Schiffe absendet (Amsler-Laffon). Die Schraubenachse wird durch eine Art Windfahne parallel der Stromesrichtung gehalten. Ein anderer Apparat ist auf das Prinzip des Robinsonschen Schalen-Anemo-

meters zum selben Zweck konstruiert (von Arwidson). Derselbe kann in einem gegebenem Moment vom Schiff aus arretiert oder in Gang gesetzt werden.

In neuester Zeit hat Nansen einen „Strommesser" konstruiert, welcher als eine Verbesserung des später zu besprechenden Stromquadranten anzusehen ist. Eine hohle Glaskugel ist an einer Pendelstange befestigt, welche mittelst eines biegsamen Fadens oben an einem mit Senkblei versehenen Rahmen befestigt ist. Durch ein längs der Stange verschiebbares Metallgewicht kann der Auftrieb des aus Kugel und Stange bestehenden Systemes nach Belieben reguliert werden. In dieser Weise kann die Empfindlichkeit des Apparates beliebig gesteigert werden. Die Geschwindigkeit der Meeresströmung in einer bestimmten Tiefe, zu welcher der Rahmen hinuntergelassen wird, kann aus der Ablenkung der Pendelstange von der vertikalen Lage bemessen werden. Diese Ablenkung und die Richtung einer in der Nähe befindlichen Magnetnadel werden vor dem Aufziehen durch mechanische Mittel fixiert. Die Ablenkung ist dem Quadrat der Wassergeschwindigkeit nahezu proportional.

Mit Hilfe aller der so gewonnenen Erfahrungen hat man Karten (Fig. 135) über die Richtung der Meeresströmungen entworfen. Zuerst möge bemerkt werden, dass die Winde auch etwas zu den vertikalen Strömungen beitragen. Wo der Wind stetig von der Küste weg weht, wird das Wasser weggefegt und neues strömt aus der Tiefe zu. Dieses Bodenwasser macht sich durch seine Kälte bemerklich. Solche Auftriebe von kaltem Wasser befinden sich an der Westküste Amerikas (Canada und Vereinigten Staaten, sowie Peru) und Afrikas (Marokko, Kongo und Benguelaküste), ebenso wie an der Somaliküste (Ostafrika).

Die wichtigsten Meeresströmungen. Die Horizontalströmungen des Meeres sind in der nachstehenden Karte (Fig. 135) eingezeichnet. Die Hauptströmungen bilden Wirbel, deren Drehrichtung auf der zum Äquator gewandten Seite von O nach W gehen. Es giebt zwei solche grosse Wirbel auf der nördlichen Halbkugel im Stillen Ocean zwischen 10^0 und 50^0 n. Br. und im Atlantischen Ocean zwischen 10^0 und 30^0 n. Br., drei auf der südlichen, einer im Stillen Ozean zwischen 5^0 und 45^0 s. Br., einer im Atlantischen Ocean zwischen 0^0 und 40^0 s. Br. und einer im Indischen Ocean zwischen denselben Breiten. Von diesen sind die zwei Wirbel im Stillen Ocean die bei weitem bedeutendsten. Südlich von den drei Wirbeln der südlichen Halbkugel herrscht der von West nach Ost gerichtete antarktische Strom. Im hohen Norden geht ein Strom

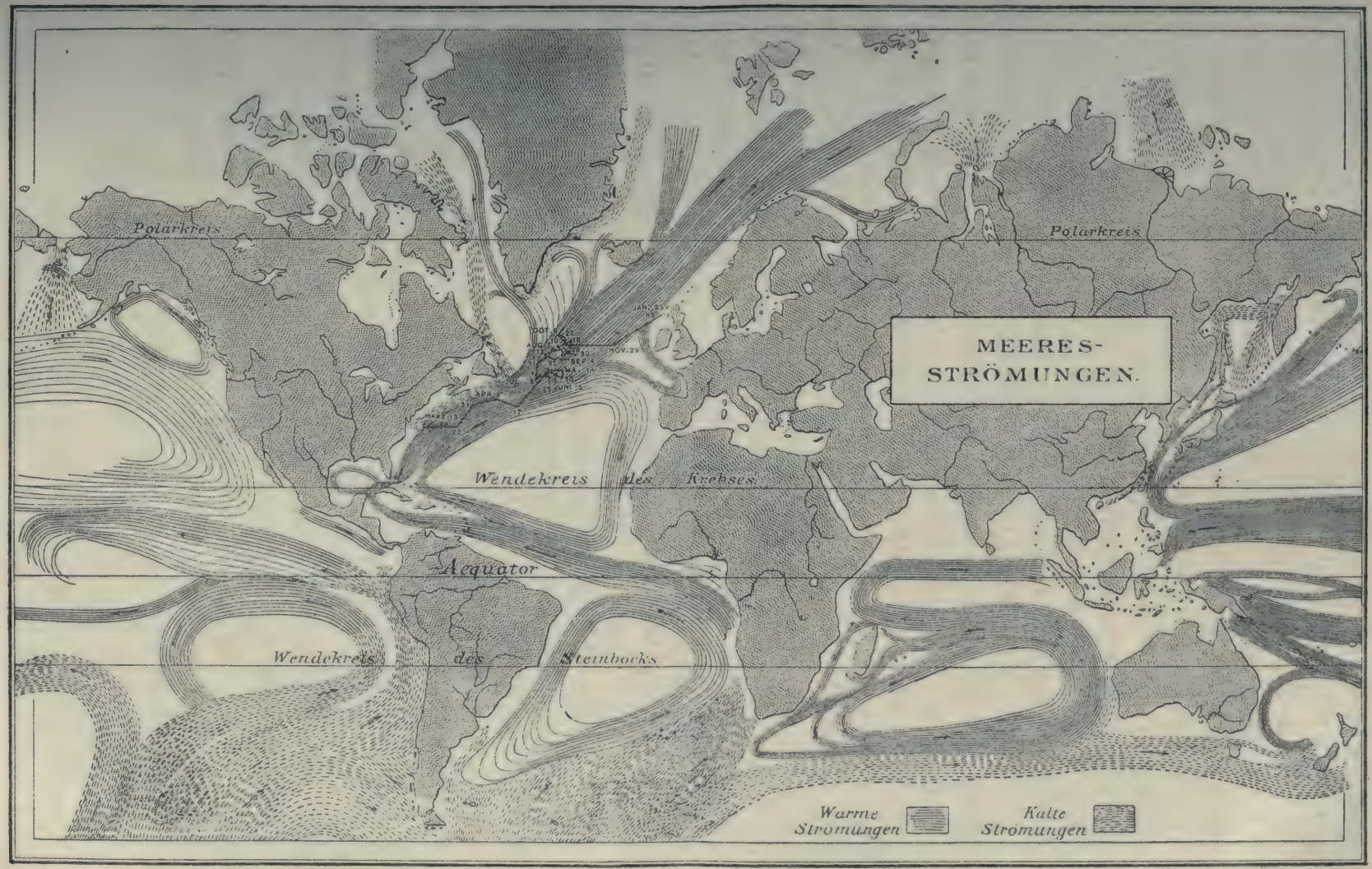


Fig. 135. Die wichtigsten Meeresströmungen. Die gebrochene Linie im Nordatlanten zeigt den Weg eines Wrackes an.

von Ost nach West nördlich von der sibirischen Küste bis Nordostgrönland, dann folgt sie der Ostküste Grönlands bis sie an der Südspitze verschwindet (sich mit einem Zweig des Golfstromes längs der Westküste Grönlands mischt). Von Baffinsbay geht ein zweiter Polarstrom aus („the cold wall"), welcher der Ostküste Nordamerikas folgt. Ein ähnlicher Polarstrom, von Behringssund und dem Ochotskischen Meer anfangend, kühlt die ostasiatische Küste ab.

Die für uns interessanteste Meeresströmung ist der Golfstrom, welcher in der Meeresenge südlich von Florida anfängt. Sie ist eigentlich eine Abzweigung des nördlichen Äquatorialstroms. In der Yucatanstrasse hat sie eine Tiefe von nur 400 m und transportiert etwa 17000 Kubikkilometer in 24 Stunden, d. h. 0,2 Kubikkilometer pro Sekunde. Im Floridakanal ist ihre Tiefe etwa 800 m, ihre Geschwindigkeit in der Mitte beträgt nach Bartlett und Sigsbee im Mittel 134 km pro Tag, mit einem Maximum von 220 km pro Tag, entsprechend 1,5 bis 2,5 m pro Sekunde. Dies sind Geschwindigkeiten, die der Rhein bei Koblenz kaum bei Hochwasser erreicht (1,88 m pro Sekunde). Nachher folgt sie der amerikanischen Küste, bis sie auf dem 40. Breitegrade in nahezu gerade östlicher Richtung abbiegt. Weiter nach Osten tritt die Zerfaserung des Golfstromes ein, indem ein Teil nach Südost abbiegt und parallel der marokkanischen Küste als nordafrikanische Strömung fliesst. Ein anderer Zweig sucht sich nach Nordost zur Küste Irlands, wovon Abzweigungen zur Dänemarkstrasse (zwischen Island und Grönland) und zur norwegischen Küste ausgehen, welche letztere dann nach Osten zur Küste von Novaja Semlja und Sibirien hinstrebt. Eine andere Verzweigung bespült die Westküste von Spitzbergen und hält das Meer da offen. Sie hebt sich durch ihre blaue Farbe gegen das grünliche Polarmeer ab. An der Bäreninsel, in der Mitte zwischen Spitzbergen und der norwegischen Küste begegnet sie einer polaren Strömung, wodurch diese Gegend durch starke Nebelbildung charakterisiert wird.

Der grosse Ocean besitzt im Kuro-Schio eine dem Golfstrom ähnliche Strömung, welche durch ihre tiefblaue Farbe sich vom übrigen Meer unterscheidet. Sie zweigt in der Nähe von Mindanao von der nördlichen Äquatorialströmung ab, bespült die Küsten von Formosa und Japan, bildet dann einen mächtigen Bogen nach Osten und fliesst als Californischer Strom an der Westküste Nordamerikas zum nördlichen Äquatorialstrom zurück.

Diese Meeresströme führen einen ungeheuren Wärmevorrat mit sich

und bilden dadurch einen höchst bedeutenden klimatischen Faktor, indem sie einen Teil ihrer Wärme an die Luft abgeben. Das Gegenteil gilt für die vom Norden kommenden kalten Ströme. Die Biegungen der Jahresisotherme des Meeres (Fig. 127—128) zeigen auch deutlich die Anwesenheit der betreffenden Ströme an; indem sie bei warmen Strömungen lange Zungen gegen Norden, bei kalten gegen Süden aussenden.

Bei seinem Gang durch die Floridastrasse besitzt der Golfstrom eine Temperatur von nahezu 30° C., also 5° mehr als das umgebende Meer. In der Höhe von Newfoundland überstieg seine Temperatur diejenige der Umgebung mit nicht weniger als 10—15° C. im Winter. Der Kuro-Schio besitzt ebenfalls an der japanischen Küste eine Temperatur, welche diejenige der Umgebung mit 5—10° C. übertrifft.

Die Temperatur des kalten Stromes an der Küste von Peru beträgt 15—16°, während das umgebende Meer eine Temperatur von 28° C. besitzt. Der Polarstrom an der Ostküste Nordamerikas (der Labradorstrom) drückt dort die Temperatur bedeutend herab.

Die verschiedene Dichte der verschiedenen Meereswasserschichten übt nur in besonders begünstigten Fällen eine stromerweckende Wirkung aus. Dies trifft in den Meeresengen zu, wo zwei Meere von verschiedenem Salzgehalt aneinander stossen und wo deshalb die Linien für gleiches spezifisches Gewicht (oder Salzgehalt) sehr dicht aneinander liegen. Es streben daselbst die verschieden dichten Schichten gewissermaassen umzukippen, sodass die schwereren nach unten fallen, die leichteren sich auf der Oberfläche ausbreiten. Ein solcher Fall trifft an der Grenze (Kattegat) zwischen Ostsee und Nordsee ein. Das Ostseewasser breitet sich auf der Oberfläche aus und nimmt langsam durch Diffusion und Wirbelbildung an Salzgehalt zu. An der anderen Seite dringt das Nordseewasser längs dem Boden in die Ostsee hinein und die verschieden salzhaltigen Schichten bilden keilförmige Ausläufer, welche weit in die Ostsee hinein sich geltend machen. An der Grenze zu den weniger salzhaltigen Schichten verlieren die tieferen von der Nordsee hineingeströmten Wassermassen allmählich ihr Salz, werden durch Wirbel mit dem Ostseewasser mitgeschleppt und strömen zum Kattegat zurück.

Ein ähnliches Verhältnis herrscht an dem Eingange zum Mittelmeer (Gibraltar-Strasse) und es dringt ebenfalls ein Strom (mit einer Geschwindigkeit von 3—8 km pro Stunde je nach der Windrichtung) von relativ salzarmen Wasser aus dem Atlanten hinein, während in grösseren Tiefen ein salzreicher Gegenstrom vom Mittelmeer hinausgeht. Der Ober-

flächenstrom fliesst danach längs der nordafrikanischen Küste bis nach Cypern hin. Diese Strömungsweise ist durch die starke Abdunstung im Mittelmeere bedingt. Eine gleichartige Einströmung findet in das Rote Meer statt.

Den grossen Zufluss von Flusswasser giesst das Azowsche Meer in einem mächtigen Strom bei Kertsch in das Schwarze Meer aus, welches wiederum an den Dardanellen mit einem Strom, dessen Oberflächengeschwindigkeit 9—10 km pro Stunde beträgt, ins Ägeische Meer sein Wasser ergiesst.

Bei der Mündung der Flüsse nimmt man ähnliche Ströme wahr. In diesem Fall kann sogar (nach Ekman) die hydrodynamische Wirkung der grossen Ausflussgeschwindigkeit bewirken, dass die salzhaltigen Schichten des Meeres gehoben werden und in entgegengesetzter Richtung gegen die Flussmündung hinaufsteigen, wovon sie sich längs dem Boden des Flusses keilförmig ausbreiten.

Die Meeresströme sind für die Schiffahrt insofern von grösster Bedeutung, als man mit ihrer Hilfe viel schneller vorwärts segeln kann, als ohne sie. Man hat deshalb „Seewege“ auf Karten ausgelegt, bei welchen immer die Meeresströme förderlich wirken. So z. B. gehen Segelschiffe von England nach Australien an Südafrika vorbei, während sie bei der Rückfahrt Kap Horn passieren. Es ist in gewissen Fällen gelungen, in dieser Weise die Fahrzeit nahezu auf die Hälfte zu vermindern (Maury).

Das Meereis. Bei genügend niedriger Temperatur geht das Wasser in feste Form, Eis, über und die Eismassen spielen eine nicht zu vernachlässigende Rolle in der Cirkulation des Meerwassers und in der Bestimmung seiner Temperatur, weshalb sie besondere Erwähnung verdienen.

Das meiste Eis, welches auf dem Meer herumtreibt, ist im Meer gebildet. Durch Schraubungen werden häufig Eisblöcke aufeinander geschoben, wodurch die Eisschollen, welche zusammen sogenanntes „Packeis“ bilden, bedeutende Mächtigkeit erhalten können. Sehr grosse Eisberge werden von den Gletschern abgestossen, wo sie ins Meer ausmünden. Ein relativ geringer Teil des Meereises ist in den Flüssen oder Seen gebildet und zum Meer hinausgeschwemmt.

Beim hinreichenden Abkühlen einer Salzlösung unter Null scheidet sich entweder Eis oder festes Salz aus, das letzte, wenn die Lösung gesättigt ist. So z. B. friert reines Eis aus nicht all zu gesättigter Chlornatriumlösung aus, und die Gefriertemperatur sinkt allmählich, je

konzentrierter die Lösung durch die Ausscheidung wird. Anfangs sinkt die Gefriertemperatur mit etwa 0,58° für jedes Prozent des Salzgehaltes, später schneller. Zuletzt sinkt die Temperatur unter —21° C., 24 prozentiger Lösung entsprechend. Bei dieser Temperatur ist die Lösung gesättigt, d. h. beim Ausfrieren von Eis muss eine entsprechende Menge Salz auch aus der Lösung ausscheiden. Es entsteht also bei dieser Temperatur durch Wärmeentziehung eine Mischung von Eis- und Salzkrystallen. Bei anderen Salzlösungen liegt dieser Punkt an einer anderen Stelle der Temperaturskala, z. B. für Kaliumsulfatlösungen schon bei —1,9° (7,5 prozentige Lösung) wegen der verschiedenen Löslichkeit und der verschieden grossen erniedrigenden Einwirkung des Salzes auf die Gefriertemperatur.

Nach diesem kann man sich leicht eine Vorstellung bilden über die Art und Weise, in welcher das Meer zufriert. Bei sinkender Temperatur scheidet sich Eis in Nadeln aus und bildet mit dem dadurch eingeengten Salzwasser eine Art Brei, wovon das Salz allmählich in die tiefer liegenden salzärmeren Wasserschichten hineindiffundiert oder teilweise in Flüssigkeitsfäden hineinströmt. Später kann es passieren, dass die Kälte zunimmt, neues Eis sich bildet und dadurch die salzreichen Wassermassen teilweise ins Eis eingeschlossen werden. Wegen der geringen Löslichkeit der Sulfate und der starken Abnahme derselben bei sinkender Temperatur (besonders beim Natriumsulfat, welches das hauptsächliche Sulfat des Meerwassers ausmacht), frieren diese vor den Chloriden aus (dasselbe dürfte auch für die geringen Mengen von Karbonaten im Meereswasser gültig sein). Wenn die Temperatur tief genug ist und plötzlich sinkt, friert alles in der Nähe der Oberfläche aus, in tieferen Schichten geht das Ausfrieren langsamer, und die Salze finden besser Zeit wegzudiffundieren. Deshalb ist, wie Weyprecht fand, das Eis um so salzhaltiger, je näher die Proben an der Oberfläche des Eises genommen werden. Bei wiederum zunehmender Temperatur schmilzt dann erst Eis in der Nähe der Krystalle der Chloride (das Chlorcalcium dürfte dabei zuerst kommen), löst diese auf, aber lässt die ausgeschiedenen Sulfatkrystalle ungelöst. Durch aufgespültes Meereswasser, durch Schmelzwasser von der Oberfläche oder durch Regen werden diese konzentrierten Lösungen ausgewaschen. Es bleiben aber immer Sulfate (und Karbonate) in grösserer Proportion relativ zu den Chloriden als in dem Meereswasser zurück. Je älter das Eis ist, desto besser werden die Salzeinschlüsse entfernt. Altes Meereis wird deshalb von Polarfahrern zur Trinkwasserbereitung verwendet.

Beim Gefrieren einer Salzlösung scheidet sich das Eis in Nadeln, beim Gefrieren von reinem Wasser dagegen (erst in Nadeln und dann) in Schollen aus. Deshalb ist das Salzwassereis viel poröser, weisser (nicht so durchsichtig) und weniger fest als das Süsswassereis. Deswegen löst jenes sich auch schneller bei steigender Temperatur auf als dieses. Die Schneemengen, welche auf die polaren Eisfelder niederfallen und das Regenwasser, welches den Schnee nachher zusammenkittet, überdecken das ursprüngliche Seeeis mit einer Kruste von Süsswassereis.

Da die Eisbildung auf dem Hineindringen niedriger Temperatur beruht und dies Hineindringen immer um so langsamer erfolgt, je dicker die Eiskruste wird, und zwar so dass unter übrigens gleichen äusseren Verhältnissen zur Entstehung einer Eisschicht von 2 oder 3 cm vier- bezw. neunmal so lange Zeit vergeht wie zur Bildung einer 1 cm dicken, so ersieht man leicht, dass eine übermässig starke Eisbildung nicht auf dem Meer stattfinden kann. Die Eisfelder sind auch selten mehr als etwa 6—7 m dick. Im Mittel friert in einem Winter, nach Weyprecht, eine Eisschicht von 2—2,5 m Dicke aus. Im Sommer taut oder dunstet eine Schicht von 1—1,5 m ab. Das unter dem Eis befindliche Oceanwasser führt Wärme zu, welche die Bildung sehr dicker Eiskrusten verhindert. Wo das Eis in geschützter Lage gegen Wind- und Wasserströmungen liegt, kann es sehr dick werden. So fand Sir Nares im arktischen Nordamerika ein Eisfeld von 46 m Dicke. Hayes beobachtete ein ähnliches im Smithssund.

Das Eis hat in dickeren Schichten dieselbe blaue Farbe wie das Wasser. Die Risse und Aushöhlungen in den Eisbergen zeigen dieselbe prachtvolle himmelblaue Farbe wie die Klüfte im Gletschereis, was wohl hauptsächlich von reflektiertem blauen Himmelslicht herrührt.

Ganz andere Dimensionen als dieses Eis der Eisfelder können die Eisberge annehmen, welche von Gletschern herrühren. Sie bersten von Gletscherwänden von bedeutender Höhe (häufig mehr als 100 m) ab und besitzen entsprechende Höhen. Da das Eis ein spezifisches Gewicht von 0,9167 besitzt und die Eisberge nicht ganz dicht sind, etwa einem spezifischen Gewicht von 0,91 entsprechend, so ist der unter dem Wasser (im Meere), liegende Teil derselben etwa acht- bis neunmal grösser und fünf- bis siebenmal höher als der heraufragende Teil. Da die Eisberge bisweilen höher über die Meeresfläche aufsteigen als die Masten eines Schiffes, kann man sich leicht eine Vorstellung von ihren ungeheuren Dimensionen bilden. Man hat sie auch auf Tiefen von 180 m stranden

sehen. Nare giebt die durchschnittliche Höhe der antarktischen Eisberge, wenn sie frisch sind, zu 70 m über dem Wasser an. Sie tauen aber allmählich im warmen umgebenden Wasser auf, dessen Wellenschlag sie auch zerkleinert, aber die grösste zerstörende Einwirkung übt das in sie hineindringende und zufrierende Wasser aus. Dadurch entstehen die häufig phantastischen Formen, welche den arktischen Meereslandschaften einen eigentümlichen Reiz geben. Sie können auch bisweilen aus Trümmern wieder zusammenfrieren. Um den südlichen Pol bildet das Eis eine grosse Eismauer, welche das Vordringen gegen Süden verhindert, und es unmöglich macht, sich von der geographischen Konfiguration dieser Erdteile eine Vorstellung zu bilden. Die Höhe dieser Wand beträgt 40—60 m über der Meeresoberfläche und von derselben stammt das Eis, welches auf der südlichen Halbkugel gegen den Äquator strömt. Wenn im nördlichen Eismeer das dünne Eis von den Eisfeldern auf dem Polarmeer vorwiegt, so gilt das Umgekehrte für das südliche Eismeer, wo die Eisberge gänzlich vorherrschen. Die Eisberge halten wegen ihrer grossartigen Dimensionen einen viel längeren Transport aus, als die relativ dünnen Eisschollen. Die Eisberge dringen auch viel näher gegen den Äquator vom Süden wie vom Norden her. Sie werden in der Nähe des Caps der guten Hoffnung (35° s. Br.) gesehen, ja, am 30. April 1894 fand das Schiff „Dochra“ ein Stück Eis auf 26,30° s. Br., welches jedoch unbedeutend war. Auf der nördlichen Halbkugel gehen sie (im West-Atlanten) bis zu etwa 43° n. Br. bisweilen unter 40°, indem sie den Golfstrom durchqueren. Der Golfstrom zerstört sie im östlichen Atlanten.

Die Eisberge sind für die Schiffahrt sehr gefährlich. Teils kippen sie häufig um und veranlassen dadurch Havarien, teils ist in ihrer Umgebung das Meer wegen der grossen Temperaturunterschiede von Nebeln bedeckt, in welchen leicht Zusammenstösse mit Fahrzeugen oder mit Eisbergen entstehen können. Die Nähe der Eisberge verrät sich indessen schon in ziemlicher Entfernung durch das schnelle Sinken der Wasser- und Lufttemperatur in ihrer Nähe, wodurch man gewarnt wird.

Die Eisberge führen häufig bedeutende Massen von Steinabfall mit, sodass sie bisweilen schmutzig-grau oder sogar schwarz aussehen. Man hat in früheren Zeiten diesen mitgeführten Mineralbestandteilen grosse Bedeutung zugeschrieben, jetzt ist man der Ansicht, dass diese Art Massentransport zu geringfügig ist, um merkliche Folgen zu haben. Die Steine und der Schutt, welche auf den Eisbergen vorkommen, rühren

hauptsächlich von Moränenbildungen auf den Gletschern her. Diese Moränengesteine fehlen auf den antarktischen Eisbergen, welche nur ausnahmsweise Steine von der Küste mitschleppen (vgl. S. 399).

Das Polareis. Durch die Wirkungen von Ebbe und Flut, Wind und Meeresströmungen entstehen im Eisfeld über dem Polarmeer gewaltsame Verzerrungen, Schraubungen, wodurch die Eisschollen auf- und durcheinander geschoben werden. Im Eis befindliche Gegenstände erleiden unter solchen Umständen vom Eis ausserordentlich starke Pressungen. Dadurch sind sehr viele Schiffe, die ins Polareis eingesperrt wurden, rettungslos zermalmt worden. Nansen baute seine „Fram“ absichtlich so, dass sie ausserordentlich kräftigen Druck aushalten könnte und durch Seitendruck in die Höhe geschoben werden würde, was auch gelang. Durch die Schraubung entstehen massenweise Unebenheiten auf dem Polareis, wodurch dasselbe beinahe unfahrbar wird. Es erforderte die ungeheuere Ausdauer von Nansen und Johannsen, von Kapitän Cagni und seiner Begleiter, um in der Eiswüste vorwärts zu kommen.

Die ganze Eismasse im nördlichen Polarmeer bildet einen gewaltigen Eisstrom, indem sie durch den Wind und den Zufluss aus den sibirischen Flüssen fortgeschoben wird und sich zwischen Spitzbergen und Grönland ausgiesst. Dabei folgen die Eismassen der Ostküste von Grönland, indem sie durch den Golfstrom von Spitzbergen ferngehalten werden. Man hat berechnet, dass jährlich ein Eisfeld von $2^1/_4$ Millionen Quadratkilometer mit einer mittleren Dicke von 6—7 m, einem Totalvolumen von 15000 km^3 entsprechend, aus dem Polargebiete hinausgeschoben wird. Wie gross auch diese Masse erscheinen mag, so ist sie doch relativ gering gegen die Wassermassen, welche von den grossen Meeresströmungen befördert werden. Der Golfstrom (in der Yucatanstrasse) führt z. B. eine gleich grosse Wassermasse in einem Tage, wie der Polareisstrom in einem Jahre. Es darf natürlicherweise nicht vergessen werden, dass der Polarstrom nicht nur Eis-, sondern auch noch viel bedeutendere Wassermassen mitführt.

Die Eisströmung findet hauptsächlich im Sommer statt. Auf den Eisfeldern, die zufolge der durch Wind und Strom entstehenden Eispressungen mit grobem Packeis erfüllt sind, schmilzt der Schnee vom Winter und dann der obere Teil des Eises. Das so gebildete Süsswasser fliesst zu grossen Tümpeln und seichten Süsswasserseen zusammen, welche allmählich durch Risse abfliessen.

In dieser Weise wird das Eis des nördlichen Polarmeeres in einigen Jahren umgesetzt und es giebt deshalb kein „uraltes Meereis“ in den

Polarregionen, wie man sich früher häufig vorstellte. Wie abenteuerliche Vorstellungen man im Mittelalter von dem alten Eise hegte, geht aus der Erzählung Adams von Bremen hervor, dass es auf Island Eis gäbe, das wegen hohen Alters eine schwärzliche Farbe angenommen hätte und so trocken wäre, dass man es in Brand stecken könne.

Eine Eigentümlichkeit, die von der Erddrehung herrührt, ist der Umstand, dass die Ostküsten der Polarländer und Inseln viel mehr durch Eis heimgesucht sind als die Westküsten. Sehr auffallende Beispiele bieten Nowaja Semlja, Franz Josephs-Land, Spitzbergen und Grönland.

Die Eisfelder geben sich in grosser Entfernung durch den „Eisblink" kund, indem der Himmel (am Horizont) über den Eisfeldern einen hellen (weissen) Widerschein giebt. Im Gegensatz dazu zeigt der Himmel am Horizont über Wassermassen einen dunklen Ton. Dieser Unterschied rührt natürlich von der stark verschiedenen Reflexion des Lichtes an den Eisfeldern und am Wasser her.

Die Reise von Nansen bis zum 86. Breitegrad und die Tiefseelotungen, welche dabei gemacht wurden, wobei das Meer eine Tiefe von mehreren tausend Metern (bis 3800) zeigte, ebenso wie die regelmässige Eistrift über das polare Gebiet, macht es höchst wahrscheinlich, dass um den Nordpol herum tiefes Meer liegt. Es scheint also nach Nansens Meinung nicht wahrscheinlich, dass neue Nordpolarfahrten Entdeckungen von grösserer Tragweite, sei es in geographischer oder in physikalischer Beziehung bringen könnten.

Ganz anders liegen die Verhältnisse betreffs des südlichen Erdpols. Der Umstand, dass man beinahe überall bei der Annäherung zu dem Antarktis einem dicken Eiswall begegnet, von welchem Eisberge sich ablösen, deutet darauf hin, dass die Umgebungen des Südpols als festes Land anzusehen sind. Man hat auch an verschiedenen Stellen grosse Massen von Festland angetroffen, wie Victorialand und damit zusammenhängende Landpartieen (Wilkes Land) südlich von Australien, Enderby-Land, südlich von der Kergueleninsel und Graham-Land, südlich von Südamerika. Dicht an dem grossen Eiswall südlich von der Kerguelen-Insel hat die „Challenger"-Expedition Grundproben von grünem und blauem Thon in Tiefen von 2400—3300 m gewonnen, was auf die Nähe von Landmassen auch da hindeutet. Diese Landmassen bestehen hauptsächlich aus Granit und Gneiss und sind insofern als geologisch zusammengehörig zu betrachten. Wenn nun auch bei einem eventuellen Abschmelzen des Südpolareises es sich zeigen würde, dass grosse Teile

der Südpolarkalotte vom Meer bedeckt wären, so sind wohl doch diese Vertiefungen jetzt durch Landeis vollkommen ausgefüllt, wie die Ostsee in der grossen Eiszeit war und sie spielen deshalb genau dieselbe Rolle wie eine kontinentale Masse.

Wegen der unzureichenden Kenntnisse, welche wir betreffs dieses grossen Erdteils besitzen, hat seine Erforschung immer mehr das Interesse der Kulturvölker in Anspruch genommen. Biologische, hydrographische, geologische, paläontologische, erdmagnetische und meteorologische Fragen von grosser Bedeutung sind mit dieser Erforschung innig verknüpft.

IV. Das Wasser auf dem Festlande.

Die geographische Verbreitung des Eises auf dem Festlande. Im Winter fällt in Gegenden, die dem Äquator nicht allzu nahe liegen, der Niederschlag in fester Form als Schnee. Gleich nach dem Fallen ist der Schnee von sehr lockerer Konsistenz, indem er sehr grosse Mengen von Luft (nach schwedischen Messungen) bisweilen bis zu 11 mal des eigentlichen Schneevolumens einschliesst. Dadurch ist die Wärmeleitfähigkeit der Schneedecke auf ein Minimum herabgesetzt, was für die schlummernde Vegetation im Winter von grösster Bedeutung ist. Sie wird dadurch gegen allzu heftige Abkühlung, welche sie töten würde, geschützt.

Auch im Schnee können Organismen leben, wie der sogenannte „rote“ oder „grüne Schnee“ beweist. Die Färbung rührt von einer Unmasse kleiner Algen her. Dieselben kommen nur in Gegenden vor, wo der Schnee das ganze Jahr liegen bleibt.

Wie lange die Schneedecke liegt, hängt von meteorologischen Umständen ab. Diese Zeit kann deshalb in verschiedenen Jahren und zu verschiedenen Epochen sehr ungleich lang ausfallen.

Der anfangs lockere Schnee verwandelt sich bald unter dem Einflusse des Auftauens und Wiedergefrierens in einen körnigen Schnee, Firn genannt. Dieser spielt eine grössere Rolle nur in Gegenden, wo er das ganze Jahr liegen bleibt, d. h. oberhalb der sogenannten Schneegrenze.

Die Höhe der Schneegrenze hängt nicht nur von der Temperatur, sondern auch in hohem Grade von der Niederschlagsmenge, besonders der Schneemenge, ab. Die trockne Seite eines Berges hat deshalb eine viel höhere Schneegrenze als die feuchte. So z. B. liegt die Schneegrenze auf der Nord- bezw. Südseite Himalayas auf 5670 bezw. 4930 m

Höhe. Im Nordkaukasus, wo der trockne Wind von der Steppe weht, liegt die Schneegrenze 300—450 m höher wie in den südlicheren Teilen. An der Magalhãesstrasse, wo der Niederschlag äusserst reichlich ist, sinkt die Schneegrenze auf 800 m über das Meer.

Die Schneegrenze wird so definiert, dass an derselben im Winter ebenso viel Schnee fällt, wie im Sommer wegschmilzt. Nach dieser Definition geht die Schneegrenze nirgends auf der ganzen Erde bis zum Meeresspiegel. Die niedrigste bekannte Lage hat sie im Kerguelen-Archipel (300 m), die höchste in den Anden oberhalb von Atacáma (6000 m) und in Karakorum (Tibet, 5910 m). Ungewöhnlich hoch liegt sie in Sibirien wegen des trocknen Klimas daselbst. In den Alpen wechselt sie zwischen 2500 m (nördliche Kalkalpen) und 2900 m (Ortlergebiet).

Penck hat folgende Tabelle über die Höhe der Schneegrenze in verschiedenen Breiten zusammengestellt:

Breite	Nördliche Halbkugel	Südliche Halbkugel
0—10°	4200—4700 m (Anden v. Columbia)	4510—5050 m (Anden v. Ecuador)
10—20°	4280—4900 m (Mexiko)	4760—5920 m (Anden)
20—30°	3700 (Birma)—5300 m (Himalaya)	4500 (Ostcordilleren)—6000 m (Anden)
30—40°	2920 (Taurus)—5910 m (Karakorum)	1600—4480 m (Anden)
40—50°	1590 (Kaskadengebirge)—3810 m (Kaukasus)	300 (Kerguelen)—2380 m (Neuseel.)
50—60°	1360 (W. Norwegen)—3230 m (Sibir.)	550 (Süd-Georgien)—1220 m (Feuerl.)
60—70°	760 (Alaska)—1630 m (O. Norwegen)	—

Ein Teil der Schneeanhäufungen, welche oberhalb der Schneegrenze sich bilden, gleitet in Form von Lawinen (vgl. unten S. 400) zu niedriger gelegenen Stellen, ein nicht unbedeutender Teil dunstet ab.

Wenn aber der Schnee nicht in der einen oder anderen Weise von den Gebieten oberhalb der Schneegrenze entfernt wird, so packt sich immer mehr Schnee und Firn zusammen, bis unter dem wachsenden Drucke derselbe zusammenschmilzt und einen Gletscher bildet. Solche finden sich auch in allen Gegenden, welche über die Schneegrenze hinaufragen. Am mächtigsten sind sie da entwickelt, wo grosse Landstrecken über der Schneegrenze liegen und wo sie ein zusammenhängendes sog. Inlandeis bilden wie in Grönland und Spitzbergen. Einige Eispartieen in Skandinavien erinnern etwas an das Inlandeis (z. B. Justedalsbräen im westlichen Norwegen). Wenn der Boden sehr stark ausmodelliert ist, wie

in den Alpen, drängen sich die Firnmassen in enge Thäler zusammen und üben einen kolossalen Druck aus. Unter solchen Umständen bilden sich die langen Gletscherzungen, welche tief unter die Schneegrenze hinunterreichen. Gletscher giebt es auch in der Nähe vom Äquator auf den Anden und auf dem Kilimandjaro.

Die Bewegung der Gletscher wird durch die Regelation bedingt, d. h. die Eigenschaft, des Eises unter Druck zu schmelzen, um bei Nachlassen des Druckes wieder zu frieren. Dadurch erhält das Eis eine gewisse Plastizität und kann fliessen. Die Geschwindigkeit nimmt wie in einem gewöhnlichen Flusse vom Rande bis zur Mitte zu. Um dies zu untersuchen, hat man markierte Steine ausgelegt und deren Verschiebungen in Bezug auf feste Marken an der Bergwand annotiert. Die grösste Geschwindigkeit unter alpinen Gletschern hat der Mont Talèfre-Gletscher, sie beträgt 36 cm pro Tag. Im allgemeinen variiert die Geschwindigkeit der alpinen wie der skandinavischen Gletscher zwischen 40 und 100 m pro Jahr (für die Mittellinie). Diese Bewegung ist etwa 10^5—10^6 mal langsamer als diejenige der Flüsse. Höhere Geschwindigkeiten kommen da vor, wo riesige Niederschlagsmassen durch relativ enge Thäler Ausfluss finden, wie im Himalaya und bisweilen in den Abflüssen des Islandeises. Für einen grönländischen Gletscher hat Helland sogar eine Geschwindigkeit von 14 mm pro Minute (über 7000 m pro Jahr) konstatiert.

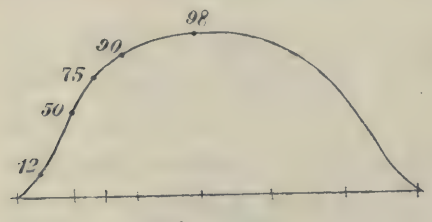


Fig. 136.

Am Rhonegletscher hat Forel die Änderung der Geschwindigkeit mit der Entfernung von der Mittellinie gemessen. Wenn die Geschwindigkeit in der Mitte 98 m pro Jahr betrug, war sie in $^1/_3$ dieser Entfernung 90 m, in der Hälfte 75 m, in $^2/_3$ 50 m, in $^5/_6$ 12 m, wie die nebenstehende Kurve (Fig. 136) angiebt.

Periodische Änderungen der Gletschergrösse. Es ist in den Alpenländern sehr wohl bekannt, dass die Gletscher bisweilen tiefer ins Thal hinunterdringen, bisweilen sich aber zurückziehen. Dies kann man auch sehr deutlich erkennen an der Lage der Endmoränen, welche aus Steinen bestehen, die vom Gletscher mitgeschleppt an dem Abschmelzungspunkte abgeladen wurden. Im Jahre 1897 waren von den 56 Schweizergletschern 12 im Anwachsen begriffen, 5 stationär und 39 rückschreitend. Im Ortler- und Adamellogebiet nahmen sie zu (etwa 7—8 m pro Jahr).

In Norwegen, Italien und Kaukasus sind die Gletscher in der letzten Zeit zurückgegangen.

Nach einer jüngst von Rabot gemachten Zusammenstellung über die Schwankung der Gletschergrösse sind die wichtigsten Züge derselben die folgenden: Vor dem 18. Jahrhundert hatten die Gletscher eine viel geringere Ausdehnung als jetzt. Dies gilt für eine Periode von mehreren Jahrhunderten und trifft in höherem Grade für die nördlichen Länder, besonders Island und Norwegen, als für die Alpenländer zu. Während des 18. und Anfang des 19. Jahrhunderts fand ein ausserordentlich grosses Wachstum der Gletscher statt. So z. B. verlängerte sich der Breidamerkur-Gletscher in Norwegen zwischen 1750 und 1880 um etwa 10 km. Am Ende des 19. Jahrhunderts war meistens ein kleiner Rückgang zu konstatieren, besonders in den Alpen.

Diese Schwankung der Gletscher hängt mit Klimaschwankungen zusammen. Besonders hat man dabei an die Brücknersche 35jährige Periode gedacht, in welcher kalt-nasse mit warm-trockenen Jahren abwechseln. Die kalt-nassen Perioden sind natürlicherweise für das Anwachsen der Gletscher förderlich. Jedenfalls bietet der Wechsel in der Ausdehnung der Gletscher ein sehr interessantes und scharfes Mittel, um klimatologische Änderungen mit der Zeit festzustellen. Er ist deshalb Gegenstand der Forschung einer internationalen Kommission geworden.

Zusammensetzung der Gletscher. Das Gletschereis besteht, wie man leicht durch Aufguss von einer gefärbten Flüssigkeit nachweisen kann, aus ziemlich unregelmässig geformten Körnern, die bis ein paar Centimeter grosse Dimensionen erreichen können. Diese Körner nehmen an Grösse stetig vom Firnfelde bis zum Endpunkte des Gletschers zu. Dieser Zuwachs beruht auf dem Zusammenschmelzen von mehreren kleinen Körnern unter Druck. Die Körner erweisen sich unter dem Polarisationsmikroskop als doppelbrechend, die Molekeln des Eises sind also in ihnen nach einer bestimmten Richtung orientiert. Während bei Eis, welches auf einer freien Wasserfläche sich bildet, die Krystallachse auf dieser Fläche senkrecht steht, so kann man nichts bestimmtes von der Orientierung der Krystallachsen in den Gletscherkörnern sagen. Während der Bewegung des Gletschers wird die Lage der Körner auch fortwährend verändert.

Wegen des ungleichmässigen Druckes werden die Eiskörner zerbrochen, wodurch ein stetiges Knistern des Gletschers entsteht. Die zerbrochenen Stücke frieren dann wieder zusammen. Ausserdem ist es

eine allgemeine auf der Wirkung der Kapillarkräfte beruhende Eigenschaft, dass zerbrochene Krystalle wieder ausheilen, und dass grosse Krystalle auf Kosten kleinerer anwachsen.

Das Eis bekommt Risse, wenn es über Unebenheiten gleitet, besonders an solchen Stellen, wo ein „Eisfall" sich bildet. Diese Spalten erfüllen sich teilweise mit Schnee (im Winter) und dieser wird zusammengepresst zu weissen Bändern. Eine andere Struktur des Eises giebt sich als blaue „Blätter" (Risse) im Eise, besonders am unteren Ende des Gletschers kund. Diese Blaublätterstruktur entspricht der Schieferung bei den Bergarten und hängt mit dem Drucke zusammen, sie steht auf der Richtung des stärksten Druckes senkrecht.

Zufolge der Zerspaltung geht die ebene Oberfläche der Gletscher häufig in eine Menge von Spitzen und Zinnen (Seracs) über.

Da das Eis eine höhere Temperatur als diejenige seines Schmelzpunktes nicht erreichen kann, und da dieser Schmelzpunkt mit steigendem Drucke um etwa $0{,}0075^0$ pro Atmosphäre sinkt, so folgt hieraus, das an dem abschmelzenden Ende des Gletschers die Temperatur von der Oberfläche, wo sie Null ist, fortwährend mit zunehmender Tiefe sinkt, und zwar um etwa $0{,}0007^0$ pro Meter. Diese unbedeutende Temperaturänderung mit der Tiefe ist auch konstatiert worden. Am Boden des Gletschers dringt Wärme aus dem Erdinnern hinauf, wodurch immer eine dünne Wasserschicht unter dem eigentlichen Gletscher liegt. Von der unteren Seite des Gletschers strömt für gewöhnlich ein Fluss aus dem sogenannten Gletscherthore heraus. Diese Wassermasse, welche aus Schmelzwasser des Gletschers besteht, wird teils aus der Unterseite des Gletschers gebildet, teils strömt Wasser zu ihr hinzu durch Risse, Spalten und Löcher von der Oberfläche durch den Gletscher hindurch. Auf der Oberfläche des unteren Teils des Gletschers sammelt sich das Schmelzwasser häufig in grösseren Rinnen und Teichen, durch welche das blaue Eis hindurchschimmert. Zuletzt stürzt das Wasser durch eine Spalte, woraus es einen „Eisbrunnen" häufig aushöhlt. Der Gletscherbach hat, zufolge der Veränderlichkeit der Abschmelzungsgeschwindigkeit, eine Tagesperiode und eine Jahresperiode der Mächtigkeit.

Von den Felswänden, unter welchen der Gletscher hervorschreitet, fallen stetig Steine und Geröll auf ihn herunter und werden von ihm mitgeführt. Diese Steine, die, wenn sie liegen geblieben wären, Schutthalden aufgebaut hätten, bilden die sogenannten Seitenmoränen. Wenn zwei Gletscher zusammenfliessen, bilden die beiden aneinander grenzenden Seitenmoränen eine gemeinsame sogenannte Mittelmoräne auf

dem gemeinsamen Eisbette. Durch Zusammenfliessen von mehreren kleinen Gletschern können mehrere Mittelmoränen entstehen. Am Boden des Gletschers bilden sich aus Steintrümmern vom Gletscherbette und aus hinuntergefallenen Steinen und Sand eine sogenannte Grundmoräne, welche vom Gletscherbach bearbeitet wird. Durch Reibung gegeneinander und gegen den Boden bedecken sich diese Steine mit Schrammen und geben ein feines Pulver ab. Dabei entstehen auch die in der Bewegungsrichtung des Gletschers verlaufenden Furchen in dem unterliegenden Felsbette, welche als das beste Kennzeichen einer vergangenen Vereisung dienen. Auch im Innern des Gletschers kommen vereinzelte Steine vor, die von den Bergwänden zur Seite des Gletschers abstammen (Innenmoräne).

Alle diese Sammlungen von Steinen und Sand werden an der Abschmelzstelle des Gletschers abgeladen und bilden daselbst eine bogenförmige Endmoräne. An der Verschiebung derselben kann man Schlüsse ziehen über die vormalige Ausdehnung des Gletschers. Alte Endmoränen bezeichnen auch die Enden der Gletscher, welche nach der Eiszeit sich allmählich zurückzogen und diese Denkmäler ihrer Wirksamkeit hinterliessen. Die Gletscher, welche von dem Inlandeise, z. B. auf Spitzbergen und Grönland, herrühren, besitzen nur schwache, diejenigen des antarktischen Kontinents beinahe gar keine Moränenbildung an der Oberfläche, weil sie nur kurze Strecken längs Gebirgswänden hingeglitten sind.

Grössere Steine auf dem Gletscher schützen ihre Unterlage vor Abschmelzen und Verdunstung. Auf diese Weise entstehen die „Gletschertische". Sand- und Schlammmassen geben in ähnlicher Weise zur Bildung von schuttbedeckten Eiskegeln Anlass.

Transportfähigkeit der Gletscher. Das an der Endmoräne abgelagerte Material wird zum Teil von dem Gletscherbache weiter befördert. Dies ist speziell mit dem feineren Staub der Fall, weshalb die Gletscherbäche eine charakteristische milchige Farbe besitzen. Ihr Schlammgehalt ist auch viel grösser als derjenige gewöhnlicher Flüsse (vgl. S. 431), indem pro m^3 in den Abflüssen folgender Gletscher folgende Anzahl Gramm Sinkkörper vorkommen (Zusammenstellung von Penck):

vier Gletscher auf Montblanc	237—887
Unteraargletscher	132
Memuruelf, Norwegen	1391
sieben Gletscher in Norwegen, Mittel . .	148

zehn Gletscher auf Grönland, Mittel . .	634
Isländische Gletscher, „ . .	975
Isortok-Gletscher, Grönland	943
Nassugtok-Gletscher, Grönland	207

Die Schwankung dieser Zahlen ist sehr bedeutend, so fand Duparc für die vier erstgenannten Gletscher im August 1890 und August 1891 folgende Zahlen:

	1890	1891
Tourgletscher	243	31
Argentièregletscher	535	139
Mer de Glace	483	452
Bossongletscher	2287	385
Mittel	887	237

Öyen fand in einem norwegischen Gletscherbach an einem Tage (28. Juli 1891) 547 g, am folgenden nur 36 g pro m^3.

Aus ähnlichen Daten und der Grösse der Moränablagerungen hat Öyen versucht, die jährliche Abtragung im Gletschergebiete zu berechnen und hat dabei grössere Zahlen als für die Flüsse gefunden (trotz der grossen Langsamkeit der Fortbewegung der Gletscher), nämlich:

	Abtragung in mm pro Jahr.
Vatnajökull, Island	0,647
Justedalsbräen, Norwegen	0,079
Galdhöitindgegend, Norwegen	0,054.

Nach dem Zurückziehen der Gletscher bleiben die Moränen zurück, welche meist nicht als Ackererde tauglich sind, und deshalb bewaldet sind. Sie geben der Landschaft häufig ein eigentümliches Gepräge. In Schweden, wo das Inlandseis stossweise abschmolz, liegen die Erdmoränen oft als lange Streifen von Schotter. Sie haben häufig zur Aufdämmung von Seen beigetragen. In Nordamerika werden einige charakteristische Moränen „Drumlins“ genannt. Eigentümlich für die nordische Landschaft sind auch die mehrere hundert Kilometer langen, aus abgerollten Steinen und Sand bestehenden, bis 50 m mächtigen, einige hundert Meter breiten „Åsar“ („Kames“), welche von den unter dem Inlandseis hervorfliessenden Glacierflüssen abgesetzt sind. Die Berghügel werden vom Eis glattgeschliffen und als „Rundhöcker“ nachgelassen.

Gletscherlawinen. Häufig passiert es, dass die herunterfallenden

Steine nicht auf dem Gletscher ruhig liegen bleiben, sondern längs der Gletscherfläche rutschen, wobei sie Furchen in die Oberfläche des Gletschers ritzen. Dieser Steinschlag kann für den Gletscherwanderer recht gefährlich werden, ist aber ganz unschuldig im Vergleiche zu den Gletscherlawinen. Bei diesen fängt ein Teil des Gletschers, gewöhnlicherweise eines sog. Hängegletschers, welcher nicht in ein Thal eingebettet ist, sondern über eine konvexe Felswand hinaushängt, an, auf seiner Unterlage zu rutschen und fällt zuletzt ins untenliegende Thal. So z. B. löste sich ein Teil, etwa $4^1/_2$ Millionen Kubikmeter, eines unbedeutenden Gletschers auf Altels in der Schweiz am 11. Sept. 1895 von der Umgebung ab und fiel längs der um etwa 30^0 geneigten 3 km langen Bergseite ins untenliegende Thal. Es wurden 6 Menschen und 169 Haustiere getötet. Die Eismassen wurden durch den entgegenstehenden Luftdruck und durch die Zermalmung während des Gleitens in einen feinen Eisregen zerstäubt. Wie gewöhnlich bei Lawinen stellte der starke Gegenluftdruck grosse Verheerungen an.

Dies sind die sogenannten Grundlawinen. Weniger verheerend, aber gewöhnlicher, sind die „Staublawinen", welche aus frischem Schnee bestehen, und über die Gletscheroberfläche hinweggleiten. Diese können eine ganz rasende Geschwindigkeit erhalten und reissen dadurch grosse Steinmassen, Bäume und Erdmassen mit. In dem Hochgebirge sind keine Stellen von Lawinen geschont, sie werden deshalb von den Schneemassen geradezu reingefegt. Tiefer herunter gehen die Lawinen häufig längs bestimmten Bahnen (Lahngänge), wovon z. B. im Gotthardgebiete nicht weniger als 530 auf 325 km^2 von Coaz gezählt wurden.

Die Schneemassen mit darin eingeschlossenen Körpern bilden nach ihrem Herunterfallen die Lawinenkegel, welche bisweilen beim Auftauen ganz bedeutende Mengen von Schutt hinterlassen.

Eishöhlen, fossiles Eis. Bisweilen trifft man tief unter der Schneegrenze geschützte Stellen, wo der Schnee nicht schmilzt, sondern von Jahr zu Jahr liegen bleibt und sich zu Eismassen zusammenpackt. Dies kann nur geschehen bei einer Lage, wo Sonnenschein und starke Luftcirkulation ausgeschlossen sind, d. h. in Höhlungen, weshalb die Fundorte dieser Eisansammlungen Eishöhlen genannt werden. Die Eishöhlen, welche in einer Anzahl von 52 in den Alpen bekannt sind, enthalten im Innern grossartige Formationen von Eisstalaktiten. Im Karst und in dem Juragebirge sind sie auch nicht selten, dagegen kommen sie nicht in der skandinavischen Urgebirgsformation vor. Im allgemeinen soll die Lage dieser Eishöhlen eine solche sein, dass im

Winter die kalten Luftmassen hineindringen und nachher nicht umgesetzt werden, sondern stagnieren, sodass die Sonnenwärme nur geringe Wirkung ausübt.

In Sibirien und auch auf Alaska trifft man sog. fossiles Eis oder Steineis. Man ist der Ansicht, dass dieses Eis aus alten eingebetteten Gletschern entstanden ist. Das Eis ist durch eine Lehmschicht bedeckt, welche auch in die Risse und Spalten des Eises hineingedrungen ist. Diese Lehmmassen enthalten zahlreiche Reste einer alten Fauna und unter anderem wohlerhaltene Exemplare des Mammuts, sowie Massen von fossilem Elfenbein. Diese schlechtleitenden Ablagerungen haben das Eis bis auf unsere Zeit bewahrt.

Die Bildungsweise von fossilem Eis kann sehr gut an dem unter dem St. Eliasberg in Alaska befindlichen Malaspina-Gletscher studiert werden. Am äusseren Umrisse der aus mehreren grossen Gletschern zusammengeschmolzenen Eismasse ist dieselbe mehr als kilometerbreit von Geröll bedeckt, auf welchem Wald wächst. Diese Decke schützt den Gletscher vor vollständigem Abschmelzen in absehbarer Zeit und verwandelt den äusseren Gletscherrand in eine Art fossiles Eis.

Das Inlandeis auf Grönland. Die mächtigste Eismasse auf der Erde, diejenige ausgenommen, welche wahrscheinlicherweise den südpolaren Kontinent überlagert, ist die Eisdecke Grönlands. Man war früher gar nicht sicher, dass das Innere von Grönland mit Eis bedeckt sei, sondern man glaubte, dass vielleicht hinter den längs der Küste verlaufenden eisbedeckten Bergen ein eisfreies Binnenland sich ausbreite. Die Reisen von Nordenskiöld und Nansen haben diesem Glauben ein Ende gemacht. Nordenskiöld drang vom Sophia-Hafen auf etwa 70° n. Br. auf der Westseite von Grönland hinein, und sandte zwei mitgenommene ski-laufende Lappländer weiter ins Innere des Landes. Nach den Berichten dieser Lappländer dürften sie etwa die Mitte der Insel Grönland erreicht haben, ohne jedoch etwas anderes als eine nach allen Seiten sich ausbreitende Schneeebene gesehen zu haben. Diese Schneeebene wird zu den Seiten hin von schwer fahrbaren unebenen Teilen umgeben. Dieses Resultat wurde durch die grossartige Reise Nansens quer durch Grönland auf dem 64. Breitegrade völlig bekräftigt; wie ein kolossaler Schild von annähernd parabolischer Biegung deckt das Eis die grönländische Insel. Nur an vereinzelten Stellen ragen die höchsten Berggipfel, die sog. Nunataks, durch die Eisdecke, welche auf der Route Nansens eine maximale Höhe von etwa 2700 m erreichte. Die Eisdecke

ist danach an dieser Stelle wahrscheinlicherweise gegen ein paar tausend Meter dick.

Das Inlandeis ist nicht ganz frei von Vegetation, indem die Schneealgen auf ihr gedeihen; auch die Nunataks beherbergen eine kümmerliche niedrige Flora. Bis zu einer gewissen Höhe kommt auf dem Inlandeis ein eigentümlicher Staub, sogenanntes Kryokonit vor, welchem Nordenskiöld einen kosmischen Ursprung zuschrieb. Der Umstand, dass Nansen ihn nicht auf den höchsten Teilen vorfand, macht Nordenskiölds Ansicht ziemlich unwahrscheinlich. Auch auf den Gletschern der Alpen kommt solcher Staub vor.

Die Vereisung der übrigen arktischen Inseln nimmt etwa 250000 km² ein. Die Gletscher der nichtarktischen Erdteile decken etwa 1,7 Proz. der entsprechenden Gebirgsfläche oder etwa 50000 km², wovon die Gletscher der Ostalpen 1803 km² ausmachen. Die vereiste Landoberfläche schätzt Penck zu 7,4 Proz. des gesamten Festlandes (Antarktis eingerechnet).

Die Eiszeit. Diese Eismasse giebt ein getreues Bild von dem Zustand der nördlichen Länder Europas und Amerikas zur Zeit der grossen Eiszeit. Man ist jetzt darüber einig, dass es vor der gegenwärtigen Epoche wenigstens zwei Vereisungen gegeben hat, von welchen die erste durch grössere Ausbreitung gekennzeichnet war. Die nachstehende Kartenskizze (Fig. 137) zeigt die grösste Ausdehnung der Eisdecke. Von Skandinavien und Finnland breitete sich die Eismasse nach allen Seiten hinaus und wanderte in Richtungen, welche jetzt im Berggrund durch Glacialrisse gekennzeichnet sind. Die Westküste von Irland und Holland, der Harz und das Riesengebirge, die Gegenden von Kiew und Nischnij-Nowgorod wurden von diesen riesigen Eismassen berührt. Ost- und Nordsee wurden alle beide von den riesigen gleitenden, mehr als 1000 m dicken Eismassen ausgefüllt. Diese Eisdecke nahm eine Oberfläche von etwa 6 Mill. Quadratkilometer in Europa ein, während die grönländische Vereisung nur über ein Drittel dieses Gebietes ausgedehnt ist. Noch ausgedehnter war das damalige Inlandeis von Nordamerika, etwa 9 Mill. km².

Das Eis streckte sich bis zum Missisippi hinunter und ging auf der Ostseite bis zum 38. Breitegrad, wie die nachstehende Karte zeigt, während die Westseite Nordamerikas nicht völlig so stark vereist war. Gleichzeitig erstreckten sich die Eismassen in den Alpen, Kaukasus und anderen Bergketten gewaltig über ihre jetzigen Grenzen hinaus. Man hat beinahe auf der ganzen Erde Spuren einer starken Vereisung

Fig. 137. Ausdehnung der Eisdecken während der grossen Eiszeit.

gefunden. Wahrscheinlicherweise trat die „grosse Eiszeit“ gleichzeitig auf der ganzen Erde ein, sie scheint aber in Europa und den östlichen Teilen Nordamerikas am stärksten entwickelt gewesen zu sein. Gleichzeitig traf auch nach aller Wahrscheinlichkeit die grösste Vereisung Südamerikas von Aconcagua (33° s. Br.) längs der chilenischen Küste und von den südlichen Provinzen Argentinas ein. Ebenso zeigt die Südinsel Neuseelands Spuren einer vollkommenen Vereisung, welche gleichzeitig eingetroffen sein dürfte. Schätzungen über die Temperaturverhältnisse an der jetzigen Eisgrenze und der damaligen führen zum Schluss, dass die Temperatur damals um etwa 4—5° niedriger als jetzt gewesen sein mag.

Nach dieser Eiszeit kam eine sogenannte Interglacialzeit, in welcher das Klima ungefähr wie das jetzige gewesen sein mag, und danach kam eine zweite, aber bedeutend geringere Vereisung in Europa, während welcher eigentlich nur Skandinavien und Finnland vereist waren.

Man hat sehr fleissig nach Eiszeiten in vergangenen geologischen Epochen gesucht, und die Mehrzahl der Geologen ist der Ansicht, dass nach Ende der Karbonzeit eine solche eingetroffen sei. Diese Vereisung hatte eine sehr eigentümliche Ausbreitung, indem Länder in der Nähe des Äquators davon betroffen wurden. Man hat Spuren derselben in den sogenannten Gondwana-Schichten in Afghanistan, in Indien, in Australien und in Afrika gefunden. Dagegen scheinen von dem Äquator entferntere Erdteile nicht von der Vereisung betroffen worden zu sein.

Man schätzt, dass seit Ende der zweiten Eiszeit etwa 50000 (zwischen 18000 und 100000) Jahre verflossen sind. Diese Schätzung kann natürlicherweise keine grossen Ansprüche auf Genauigkeit machen, sie zeigt nur, wie sehr kurze Zeit, geologisch gesprochen, nach derselben verflossen ist. Demnach wäre es auch nicht undenkbar, dass dieselben Ursachen sich nochmals geltend machen könnten und eine annahende neue Eiszeit die Kultur von Europa und Amerika vertreiben könnte. Deshalb bietet die Ergründung der Ursache der Eiszeiten ein ungemein grosses Interesse.

Die Süsswasserseen. Im Vorigen haben wir die Hauptmasse des Wassers auf der Erdoberfläche, den Ocean, behandelt. Es erübrigt jetzt einige Worte über die Binnenseen zu sagen, welche bisweilen eine sehr ausgedehnte Oberfläche einnehmen und eine dementsprechend grosse Wassermenge enthalten. Die grössten Süsswasserseen befinden sich in Nordamerika, wo die zum selben System gehörigen Superior (83627 km^2), Huron- (61340 km^2), Michigan- (etwa 60000 km^2), Erie- (25000 km^2)

und Ontario-Seen (19823 km²) ein wirkliches Binnenmeer bilden von zusammen 250000 km². Von den kanadensischen Seen haben viele eine grosse Ausdehnung; der grösste ist der grosse Sclavensee (21700 km²). Der grösste See Südamerikas ist Titicaca (8331 km²). In Asien kommt an Grösse zuerst der Baikalsee von 30180 km². Sehr grosse Flächen nehmen auch die afrikanischen Seen ein (Victoria Nyanza 84000 km², Tanganyika 32700 km², Tsad 27000 km²), sie sind nicht genau ausgemessen. Die grössten Seen Europas sind Ladoga und Onegasee (18130 bezw. 9752 km²) und die schwedischen Seen Wenern, Wettern und Mälaren mit 5568, 1900 und 1163 km² Oberfläche. Andere bedeutende Seen in Europa sind die schweizerischen (Genfer-See 578 km², Bodensee 539 km², Vierwaldstädtersee 113 km²), der Plattensee in Ungarn, einige Alpenseen in Bayern und Österreich.

Aus dem Studium der Fauna der Binnenseen und der Flora an ihren Küsten hat man geschlossen, dass sie im allgemeinen relikte Teile von alten Meeren sind. So zeigte zuerst Lovén, dass der schwedische See Wettern in ganz später Zeit mit dem Kattegat in Verbindung gestanden haben muss, was sich auch später bestätigt hat. De Geer hat gezeigt, dass am Ende der Eiszeit, als noch das Landeis über dem grösseren Teil Schwedens lag, Mittelschweden, wo jetzt die grossen Seen sich vorfinden, unter der Meeresoberfläche sich befand, sodass die Ostsee einen grossen Busen von der Nordsee ausmachte. Gleichzeitig waren die grossen Seen Ladoga und Peipus und das kolossale finnländische Seensystem nur Ausbuchtungen der damaligen Ostsee („Yoldiameer"). Später hob sich das Land, sodass die Ostsee ein kolossales Süsswassermeer (Ancylussee 570000 km², während die jetzige Ostsee 415480 km² enthält) bildete, wobei Wenern noch der Nordsee angehörte. Zuletzt wurde nach Senkung von Dänemark die Ostsee durch die beiden Belte und den Sund mit der Nordsee vereinigt („Littorinameer"), wonach allmählich die jetzige Ostsee durch Hebung entstand.

In eben derselben Weise ist man der Ansicht, dass die oberitalienischen Seen (Lago maggiore 210 km², L. di Garda 350 km², L. di Como 193 km² und L. di Lugano 50 km²) als Fjorde einer einstigen Ausbuchtung des Adriatischen Meeres, welcher jetzt durch Hebung des Landes geschwunden ist, betrachtet werden können. Ebenso wären die schottischen Lochs als alte Fjorde anzusehen. Durch Rückgang des Meeres kann eine ähnliche Wirkung zustande gebracht werden, so z. B. sind das Kaspische Meer, der Aral- und der Balkasch-See als Überreste eines grossen „sarmatischen Meeres" anzusehen. Der eigentümlichste Relikten-

see ist der Tanganyikasee, in welchem man in letzter Zeit eine Fauna angetroffen hat, welche auffallend an diejenige der Meere der Jurazeit erinnert (vgl. S. 465).

Die Natur strebt die Seen zu entfernen, und zwar in zweierlei Weise. Teils strebt der Abfluss des Sees eine immer tiefere Rinne zu graben und dadurch den See abzuzapfen; in dieser Beziehung sei an den Niagarafall erinnert, welcher allmählich zurückschreitet und zuletzt den Wasserspiegel der grossen nordamerikanischen Seen bedeutend senken wird. An der anderen Seite wird von den Zuflüssen Schlamm zum See geführt, welcher sich im Seebecken absetzt und dasselbe allmählich ausfüllt. Diese Zufuhr von Schlamm kleidet auch den Seeboden (ähnlich dem Boden des Oceans) mit einer wasserdichten unteren Schicht aus, welche verhindert, dass Wasser davon durch unterirdische Gänge abfliesst. In den Karstgegenden ist diese Zustopfung der unterirdischen Gänge nicht gänzlich ausgeführt, wie z. B. bei dem bekannten Zirknitzer See, dessen Wasserstand durch diese unterirdischen Kanäle geregelt wird, sodass er plötzlich anschwellen oder austrocknen kann.

Ein anderer Prozess, welcher zur Vertilgung der Seen in temperierten Gegenden beiträgt, ist die Vermoorung derselben. Die Seepflanzen bilden eine dicke Decke, welche allmählich unten abstirbt und in Torf übergeht, während sie oben zuwächst. Zuletzt können sich höhere Landpflanzen ansiedeln, der See ist verschwunden und hat einem Torfmoor Platz gegeben.

Massenweise, wie in einigen Teilen von Nordamerika, Skandinavien und speziell Finnland treten deshalb Seen nur da auf, wo der Boden vor verhältnismässig kurzer Zeit durch andere Umstände, als fliessendes Wasser, profiliert worden ist. Im erwähnten Beispiel war es die Eiszeit, welche hauptsächlich durch Moränenablagerungen die jetzigen Formen der Seen und die vielen Wasserfälle bedingte. Andere Seen sind durch Verwerfungen der Erdkruste entstanden.

Abflusslose Seen. Das Wasser der Binnenseen kann nicht auf absolute Reinheit Anspruch machen. Die zufliessenden Ströme führen aus dem durchströmten Boden Salze hinzu und der Abfluss führt solche weg. Wenn kein Abfluss vorhanden ist, wie bei mehreren Seen in wärmeren Gegenden, wo der Wasserstand durch die Abdunstung konstant gehalten wird, nimmt die Salzmenge immer mehr zu und es entstehen Salz- oder Bitterseen. Sonderbarerweise enthalten jedoch einige dieser Seen rein süsses Wasser, wie der Tsadsee in Centralafrika, was nur davon abhängen kann, dass die Zuflüsse sehr salzarm sind oder

hauptsächlich Salze enthalten (Eisen- und Kalksalze), welche bald von Organismen ausgefällt werden. Die Salzseen kommen hauptsächlich in den subtropischen Gegenden vor. Ihr Salzgehalt nimmt stark gegen die Oberfläche hin ab. Besonders im Winter ist ihre Oberfläche relativ süss. Dies hängt von dem Zufluss von süssem Flusswasser und von Regenwasser ab, welches im Winter am langsamsten verdunstet. Die

Fig. 138. Abflusslose Gebiete der Erde.

Erdteile, welche keinen Abfluss zum Meer besitzen, sind in der Karte Fig. 138 durch Schraffierung gekennzeichnet.

Die Salzseen sind teilweise von grosser industrieller Bedeutung, indem man aus ihnen nützliche Salze gewinnt. So z. B. liefert der Eltonsee jährlich 100000 Tonnen Kochsalz, seine Nachbarseen 150000 Tonnen. Die gewöhnlichsten Salze, welche aus solchen Seen erhalten werden können, sind Chlornatrium, Natriumkarbonat, Natriumsulfat, Magnesiasalze, Gips und an einigen Stellen Borax. In Europa befinden sich ein paar kleine Natronseen nahe Debreczin in Ungarn und der Eltonsee auf der südrussischen Steppe, welcher hauptsächlich Chlormagnesium und Chlornatrium enthält. Der letztere ist mit den Salzseen Südsibiriens verwandt, welche Kochsalz, Magnesiumsulfat und Gips ausscheiden. Von dem Karabugasbusen des Kaspischen Meeres (439418 km^2), welches

diesem Meerbusen jährlich 350000 Tonnen Salz abgiebt und vom Toten Meer (1595 km²), dessen Salzgehalt 25 Proz. erreicht, ist schon oben die Rede gewesen. Der grosse Aralsee (69685 km²) enthält nur 1,5 Proz. Salze. In Kleinasien giebt es mehrere kleine Salzseen, welche auf Kochsalz verarbeitet werden. Sehr salzig sind ausserdem die armenischen Seen Urmiah, der salzhaltiger als das Tote Meer und speziell reich an Jod ist, und Wan, mehrere Seen in Iran und nördlich von dem Himalaya. Am Suezkanal liegen einige Bitterseen, an der Grenze zwischen Tunis und Algier die „Schotts“. Diese, ebenso wie die im Kapland und Rhodesia massenhaft vorkommenden „Brakpans“ und „Zoutpans“ (zu welchen der grosse Ngami-See als abflusslos, obgleich er süsses Wasser hat, zu rechnen ist), geben Kochsalz. Grosse Salzseen finden sich auch in Nordamerika, wovon Great Salt-Lake (4691 km²) der bekannteste ist, dessen Wasser 22 Proz. Kochsalz und ausserdem andere Salze enthält. Ein anderer Salzsee ist der Monrosee. Mehrere Seen in Kalifornien liefern Borax, ebenso wie die Seen bei Copiapó in Chile, Südamerika.

Diese Salzseen sind insofern von Bedeutung, als aus ihnen Salzlager sich absetzen, welche denjenigen entsprechen, welche, wie z. B. die Stassfurter und Wieliczka-Salzablagerungen, sich in geologisch sehr entfernten Zeiten absetzten und jetzt in grösstem Maassstabe von der Industrie in Anspruch genommen werden. Über die Art und Weise, in welcher die Salzablagerung stattgefunden hat, werden seit einiger Zeit von van t'Hoff und seinen Schülern sehr eingehende Untersuchungen ausgeführt, welche teilweise zu sehr interessanten Schlüssen geführt haben (vgl. S. 291).

Die Farbe und Temperatur der Binnenseen. Die Farbe der Binnenseen folgt im allgemeinen denselben Gesetzen wie diejenige des Oceans. Sehr klares Wasser haben im allgemeinen die Salzseen wegen der schnellen Sedimentation. Die Farbe hängt von der Menge und Art des zugeführten Flussschlammes ab (vgl. S. 374). Sie wechselt häufig mit der Jahreszeit, indem zu verschiedenen Jahreszeiten eine verschiedene Vegetation in ihnen herrscht. Dies hängt mit der Temperatur, besonders in den Oberflächenschichten der Seen, zusammen. Diese bietet eine Eigentümlichkeit, indem in einer gewissen Tiefe die Temperaturveränderung mit der Tiefe kolossal schnell, häufig zum Betrag von 4° pro Meter, vor sich geht, während oberhalb und unterhalb dieser Stelle, der sogenannten Sprungschicht, die Temperaturänderung sehr allmählich vor sich geht. Diese Sprungschicht liegt in verschiedener

Tiefe, meist zwischen etwa 10 und 20 m. Die Sonnenwirkung dringt nicht sehr tief ins Seewasser hinein. Wegen des Dichtemaximums des Wassers bei $+4^0$ sinkt in der gemässigten Zone im Winter die Temperatur des Seewassers auf $+4^0$ C., wonach das so abgekühlte Wasser zu Boden sinkt, bis die ganze Wassermasse $+4^0$ C. besitzt. Spätere Abkühlungen erhöhen das Volumen des Wassers, sodass die abgekühlten Wassermassen nicht mehr heruntersinken, sondern oben bleiben, wonach die weitere Temperaturerniedrigung nur durch Leitung äusserst langsam vor sich geht. Im Winter ist infolgedessen ein solcher See oben am kältesten und unten am wärmsten. Das Gegenteil findet im Sommer statt; nachdem der ganze See auf $+4^0$ C. durchgewärmt ist, werden die oberen Schichten noch mehr erwärmt, aber bleiben wegen der geringeren Dichte oben liegen, sodass die Temperaturzunahme in unteren Schichten nur infolge von langsam vor sich gehender Leitung erfolgen kann. Im Sommer wird also die Temperatur oben am höchsten sein. Die polaren Seen, bei welchen die Temperatur nicht über 4^0 C. steigt, verhalten sich wie die Seen der gemässigten Zone im Winter, die tropischen Seen, bei welchen die Temperatur nie unter $+4^0$ C. sinkt, dagegen wie die Seen der gemässigten Zone im Sommer.

Man hat das Vorkommen der Sprungschicht in der Weise erklären wollen, dass an der Oberfläche des Sees eine tägliche Periode der Temperatur vorkommt. Durch die nächtliche Abkühlung wird eine Art Cirkulation zustande gebracht, welche sich bis zu einer gewissen Tiefe erstreckt, bei welcher die Temperatur genau so hoch ist, wie diejenige der in der Nacht von der Oberfläche herabsinkenden Massen. Bis dahin herrscht also (nachts) eine sehr gleichmässige Temperatur, und von da ab findet die eigentliche Wärmeleitung statt, welches zur Folge hat, dass in den nächsten Schichten der Temperaturfall sehr hoch ausfällt.

Bei seichten Seen kann natürlicherweise im Winter die Temperatur am Boden unterhalb $+4^0$ C. sinken und im Sommer diesen Wärmegrad übersteigen, da in ihnen gewissermaassen die unteren Schichten fehlen. Ebenso kann der Zufluss von kälterem Wasser oder die Cirkulation im Winter so stark sein, dass die Temperatur stellenweise unter 4^0 sinkt.

Zufolge der Zunahme der Kompressibilität des Wassers bei sinkender Temperatur liegt das Dichtemaximum bei höheren Drucken (in tieferen Seen) unter 4^0.

Als Beispiele der Wärmeverhältnisse der Binnenseen gebe ich folgende Daten über die Temperatur für das Jahr 1900 nach Forel:

Genfer See, 46° 21′ N. Br., 6° 38′ E. L. v. Gr.

Tiefe	12. März	7. Mai	16. August	14. Nov.
0 m	6,9°	13,9°	19,1°	11,6°
5	6,2	11,0	17,6	—
10	6,1	8,0	16,8	—
15	6,0	7,1	12,6	—
20	5,95	6,7	9,8	11,6
30	5,9	6,5	8,1	8,8
40	5,9	6,3	6,9	7,5
60	5,85	6,0	6,2	6,5
80	5,8	5,8	5,9	6,1
100	5,8	5,8	5,8	6,0
150	5,8	5,8	5,8	5,8
280	5,8	5,3	5,5	5,6
309	5,1	5,2	5,3	5,3

Mjösen, Norwegen, 60° 22′ N. Br., 11° 15′ E. L. v. Gr.

Tiefe	11. März	18. April	6. Juni	10. Sept.	18. Nov.
0 m	0,33°	1,40°	4,90°	12,60°	—
5	0,63	1,40	4,65	12,70	5,80°
10	0,98	1,40	5,60 (?)	12,50	5,80
20	1,84	1,85	4,10	10,50	5,80
40	2,59	2,75	4,00	6,30	5,80
60	3,10	3,25	4,00	4,75	4,90
80	3,45	3,60	4,00	4,30	4,60
100	3,60	3,85	4,00	4,10	4,30
150	3,80	3,80	3,90	3,90	4,60 (?)
200	3,80	3,80	3,80	3,80	4,00
300	3,75	3,75	3,65	3,75	3,80
420	3,70	3,70	3,80	3,60	3,80

Ladoga, 61° 22′ N. Br., 30° 42′ E. L. v. Gr.

Tiefe	24. April	6. Juni	29. Juli	11. Sept.	17. Okt.
0 m	0,24°	2,07°	8,56°	9,09°	7,72°
10	0,25	—	8,35	9,12	—
20	0,39	2,05	7,85	7,38	7,77
30	0,81	—	4,90	5,87	—
40	1,15	2,08	4,20	4,69	7,72
60	1,81	2,10	3,95	4,39	7,52
80	2,10	2,06	3,94	4,34	6,47

Ladoga, 61° 22′ N. Br., 30° 42′ E. L. v. Gr.

Tiefe	24. April	6. Juni	29. Juli	11. Sept.	17. Okt.
100 m	2,20°	2,06°	3,93°	4,28°	5,61°
150	2,46	2,08	3,85	4,15	4,60
200	2,67	2,07	3,75	4,00	4,25

Enare, Lappland, 69° 34′ N. Br., 27° 50′ E. L. v. Gr.

Tiefe	23. März	30. Mai	7. Juli	6. Aug.	2. Sept.	2. Okt.	1. Nov.
0 m	0,1°	1,4°	6,2°	13,1°	8,1°	6,0°	1,5°
5	—	1,3	7,5	12,4	8,2	6,2	2,0
10	0,6	—	—	—	8,5	—	2,5
20	0,7	1,3	5,5	12,0	9,0	6,2	2,6
30	0,8	1,4	5,2	11,9	9,3	6,2	3,2
40	1,4	1,4	5,1	11,8	9,6	6,1	3,2
50	—	—	5,0	—	9,5	6,2	3,4
60	1,6	—	—	10,5	9,0	6,2	3,4
70	—	—	4,5	—	—	—	—
80	1,6	—	—	10,0	8,2	6,2	—

Diese Daten scheinen zu bestätigen, dass bei hohen Drucken das Dichtemaximum unter 4° liegt (vgl. die Ziffern für Mjösen). Die jährliche Wärmeschwankung dringt viel tiefer hinein als man vermuten könnte. Forel schätzt die Tiefe, deren Temperatur sich ändert, für den Genfer See zu 100—150 m, für Loch Katrine, Schottland, zu mehr als 150 m, für Mjösen und Ladoga zu mehr als 220 m. Die genannte Tiefe scheint demnach um so grösser zu sein, je nördlicher der betreffende See liegt. Dies kann nicht von dem Eindringen der Sonnenstrahlung herrühren, die schon in einigen Metern Tiefe äusserst schwach ist. Die wahre Ursache ist noch unbekannt. Ebenso nimmt sonderbarerweise der tägliche Wärmegewinn in der warmen Jahreszeit mit der geographischen Breite zu. So war in den folgenden Zeitabschnitten vom Jahre 1900 die Zunahme der Wärmemenge ($\triangle W$ in cal) pro Tag und cm^2 in folgenden Seen:

	N. Br.	Zeitraum	W	Tage	$\triangle W$ cal
Genfer See . . .	46	17. März bis 16. Aug.	23850	157	152
Loch Katrine . .	56	10. März bis 6. Sept.	41610	180	231
Wettern, Schweden	58	3. Juni bis 2. Sept.	27640	91	304
Mjösen	60	18. April bis 10. Sept.	43880	145	302
Ladoga	61	24. April bis 17. Okt.	89300	176	507
Enare	69	23. März bis 6. Aug.	82400	136	606

Dieses anfangs sehr eigentümlich erscheinende Resultat stellt Forel in Zusammenhang mit der jährlichen Schwankung der Lufttemperatur, welche (auf der nördlichen Halbkugel) stetig mit der Breite zunimmt. Sie beträgt nämlich für:

Nördl. Br.	0	20	40	60	80°
Schwankung	0,8	6,4	19,1	29,8	35,3° C.

Zum Vergleich mit diesen Zfffern möge die Temperaturverteilung in Ålands-Haf (Ostsee) auf 60° 13′ n. Br. und 19° 3′ E. L. v. Gr. am 23. Juli 1900 dienen (die erste Ziffer giebt Tiefe, die zweite Temperatur an):

0 m	14,44°	60 m	1,44°	150 m	2,94°
10	12,57	70	1,97	175	3,17
20	6,55	80	2,33	200	2,57
30	1,41	90	2,44	225	3,07
40	0,96	100	3,26	250	2,36
50	1,04	125	1,63		

Diese unregelmässige Verteilung hängt, wie oben angedeutet wurde, mit dem nach unten zunehmenden Salzgehalt zusammen. Sonst könnten die Schichten in 40 m und 100 m Tiefe nicht ihre Lage beibehalten.

Binnensee-Eis. Nachdem die Temperatur des Oberflächenwassers in Süsswasserseen unter 0° C. gesunken ist, fängt die Eisbildung an. Man sieht, wie lange Eisnadeln über die Wasserfläche von bestimmten Krystallisationscentren auswachsen, gewöhnlicherweise von dem Ufer, wo die Abkühlung wegen der geringen Tiefe am schnellsten fortschreitet. Zwischen diese Eisnadeln legen sich Querstäbe und zuletzt ist die ganze Oberfläche mit einer dünnen Eishaut überzogen. Dauert die Kälte an, so verbreitet sie sich nach unten durch Wärmeleitung und zufolge der Gesetze der Wärmeleitung geschieht dies um so langsamer, je dicker die Eisdecke wird, sodass bei konstant bleibender Kälte eine viermal so lange Zeit vergeht, um eine doppelt so dicke Eisdecke zu bilden, wie zur Bildung einer Eisdecke von der einfachen Dicke. Durch dieses immer langsamer geschehende Gefrieren wird die Eisdecke verhindert, an unseren Flüssen und Seen eine übermässige Dicke anzunehmen.

Im Frühling, wenn das Eis zu schmelzen anfängt, wird es locker und porös und nimmt demzufolge eine mehr schneeweisse Farbe an. Zuletzt zerbröckelt es unter dem Einflusse von Wind und Wasserströ-

mungen und wird von den Wogen fortgetragen. Die Zeit der Eislegung und des Aufganges von Seen und Flüssen ist an vielen Örtlichkeiten seit langer Zeit annotiert worden. Daraus kann man viele interessante Schlüsse über klimatische Verhältnisse in alten Zeiten ziehen. Das Aufgehen der Flüsse und Seen im Frühling hängt natürlicherweise mit dem Vorrücken der Wärme nach dem Norden zusammen. Dies hängt wiederum teils von denselben Umständen ab wie das Abschmelzen der Schneedecke, von welchem oben gesprochen wurde. Woeikof zeigte, dass die grossen Flüsse von Nord- und Westrussland, besonders die Neva, aber auch Düna (bei Riga) und Dwina (bei Archangelsk) alle zwei Jahre, nämlich den Jahren mit geraden Jahreszahlen ihre Eisdecken früher abwerfen als in den Jahren mit ungeraden Zahlen. Dieselbe Regelmässigkeit gilt im allgemeinen für das Abschmelzen der Schneedecke in Upsala, und diese Regelmässigkeit hängt wiederum mit dem Anschwellen des „europäischen" Zweiges des Golfstromes zusammen, wie Pettersson gezeigt hat. Interessant ist es, dass nach Woeikof die Flüsse von Süd- und Südostrussland, namentlich Wolga (bei Astrachan) und der Don an seinem unteren Lauf das umgekehrte Verhalten zeigen. Natürlich ist es, dass daselbst der Einfluss des Golfstroms sehr zurücktritt, warum aber eine Umkehr stattfindet, ist noch nicht klargestellt.

Der finnländische Meteorologe Levänen zeigte, dass der Eisgang im Kumo-Fluss in Finnland um so früher vor sich geht, je höher die Sonnenfleckenfrequenz ist, wie oben hervorgehoben wurde (vgl. S. 145).

Sümpfe und Moore. Bisweilen sind die Seen sehr seicht und voll Vegetation, sie gehen dann in den Sumpf- oder Moorzustand über. Das Wasser in diesen braucht nicht gänzlich zu stagnieren, sondern kann langsam cirkulieren, wie z. B. in den Zypressensümpfen am niederen Laufe Missisippis. Die Sümpfe nehmen in den Tropen eine grosse Oberfläche ein, so z. B. sind grosse Teile Afrikas versumpft. Im hohen Norden werden sie durch die Tundren repräsentiert, welche nur einige Wochen im Sommer aufgetaut sind. Die Tundren breiten sich von der Halbinsel Kola nach Osten längs der russischen und sibirischen Nordküste zu einer Breite von 400 bis 800 km aus. Grosse Sümpfe kommen in Europa in den polnischen Grenzlandschaften Russlands vor. Berüchtigt sind als Malariaherde die pontinischen Sümpfe und die toskanischen Maremmen in Italien. Ist die Vegetation auf einem Sumpfe so kräftig und dicht, dass derselbe trafikabel ist, wird er Moor genannt. Die gewöhnlichsten Pflanzen in dieser Sumpfflora in Europa sind Sphagnum-Arten. Moore sind in Holland, Deutschland, besonders dem

nordwestlichen Teile, und Skandinavien sehr gewöhnlich. Der Torf wird an vielen Stellen aus den Mooren ausgegraben, getrocknet und als Brennstoff verwendet. Auch wird daraus Torfstreu dargestellt, welches wegen seinen desinficierenden Eigenschaften Anwendung findet. In Irland kommt es bisweilen vor, dass Moore plötzlich ihren Inhalt über naheliegende Gegenden ausschütten, wodurch bisweilen nicht unbedeutende Verheerungen entstehen.

Das Grundwasser. Von den Niederschlagsmengen, welche auf den Boden fallen, verdunstet ein Teil als Wasserdampf in die Luft, ein anderer Teil fliesst zu Flüssen und anderen Wasserzügen ab. Ein nicht unbeträchtlicher Teil dringt aber in das Erdreich hinein und giebt da zum Grundwasser Anlass. In Deutschland sind die drei Teile ungefähr gleich gross. Dieses Grundwasser dringt so tief hinein, bis es eine undurchlässige Erdschicht antrifft, wo es zur Seite abfliesst oder liegen bleibt. Der Stand des Grundwassers schwankt je nach dem Zu- und Abfluss und folgt in dieser Beziehung nahezu den Schwankungen des Flusswasserstandes.

Das Grundwasser ist in hygienischer Beziehung von grosser Wichtigkeit. Ein gleichbleibender Grundwasserstand ist der nützlichste, wogegen ein heftiges Sinken desselben nach einem vorangegangenen Steigen der Entwickelung von krankheitserregenden Bakterien sich sehr förderlich zeigt. Die Trockenlegung des Bodens, die Abführung des Tageswassers und besonders der Auswurfstoffe dicht bevölkerter Gegenden durch Drainierung ist deshalb eine von den wichtigsten Maassregeln zur Schöpfung eines günstigen sanitären Zustandes. Deshalb sind die Städte, deren Grundwasser in älteren Zeiten durch das mit allen möglichen Krankheitskeimen aus dem Abfall inficiert waren und die infolgedessen eine hohe Sterblichkeit aufwiesen, durch die Kanalisationsanlagen der neueren Zeit auf eine ebenso gute oder bisweilen bessere sanitäre Stufe als das Land gebracht.

Quellen und Brunnen. An einigen Stellen tritt das Grundwasser, indem es längs einer undurchlässigen Schicht läuft, ans Tageslicht, wo eben diese Schicht selbst an die Oberfläche tritt. Eine solche Stelle heisst Quelle. An anderen Stellen geschieht dies nicht, sondern man muss, um zu den wasserführenden Schichten zu gelangen, ein Loch (Brunnen) in die überlagernden Schichten bohren.

Ein Teil des Grundwasssers sickert direkt in die Flüsse oder in das Meer.

Die Quellen halten eine nahezu konstante Temperatur im ganzen

Jahre, weil das Wasser durch so tiefe Schichten gelaufen ist, dass in denselben die jährliche Temperaturschwankung sich nicht geltend macht. Weil sie aus tieferen Schichten stammen, ist das Wasser gewöhnlicherweise etwas wärmer als die mittlere Jahrestemperatur am betreffenden Ort. An Bruchstellen in der Erdoberfläche und besonders in vulkanischen Gegenden, wo relativ heisse Erdlager nahe an die Oberfläche hinaufreichen, sind die Quellen häufig sehr warm, sie werden dann Thermen genannt und werden zu Bädern benutzt. Häufig halten diese warmen Wässer relativ grosse Mengen Mineralbestandteile aufgelöst, sie dienen dann zu medicinischen Zwecken (Mineralquellen).

Die gewöhnlichen Quellen halten in erster Linie die Gase der Luft aufgelöst, nämlich Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure und geringe Mengen von Argon und Helium. Durch die Anwesenheit der Kohlensäure wird das Wasser befähigt, Calciumkarbonat in grösserer Menge aufzulösen. Aus den Mineralstoffen in der Erde löst das Wasser auch Chlornatrium, Gips, Phosphate und geringe Mengen Kieselsäure. Gewöhnliches Quellenwasser enthält im Mittel auf 100000 Teile Wasser etwa 32 Teile feste Stoffe, darunter 8 Teile Calciumkarbonat und ebenso viel Kochsalz. Brunnenwasser dagegen hält im Mittel 89 Teile feste Stoffe, worunter 15 Teile Calciumkarbonat und 28 Teile Kochsalz auf 100000 Teile. Ammoniak und Nitrate im Wasser sind Anzeichen, dass es organische Substanzen aufgenommen hat. Die Thermen enthalten sehr grosse Mengen Mineralbestandteile, Schwefelwasserstoff, Kohlensäure, bisweilen Borsäure (in Italien) und Chlorwasserstoff oder Schwefelsäure (in Japan). Die Mineralwässer sind ausgezeichnet durch Gehalt von Eisenoxydulsalzen (speziell Karbonat), Magnesiumsulfat (Bitterwasser), Lithiumsalzen, Natriumsulfat, Natriumkarbonat, in seltenen Fällen Strontium, Mangan (Pyrmont), Arseniate u. s. w. Sie werden gerade wegen des Gehaltes an diesen Salzen aufgesucht. Es verdient vielleicht erwähnt zu werden, dass Bunsen Salze der seltenen Metalle Rubidium und Caesium in Quellenwasser entdeckte. Zu den Mineralquellen gehören auch die Geysire, von welchen oben die Rede war (vgl. S. 304).

Als Beispiele der Temperaturen in heissen Quellen mögen folgende Daten für einige der wichtigsten derselben angeführt werden (nach von Haas).

Abano in den Euganeen . .	84,5	Wiesbaden, Kochbrunnen .	69
Karlsbader Sprudel . . .	73,8	Baden-Baden, Hauptquelle .	68,6
Plombières	71	Mehadia (Maximum) . . .	62,5

Aachen, Kaiserquelle	55	Pjätigorsk, Kaukasus (Maxim.)	47,5
Lucca	54	Pfäffers	37,5
Lenk	51	Wildbad (Mittel)	37,4
Gastein (Maximum)	49,6	Artesische Brunnen.	
Bath (Maximum)	48,9	Neusalzwerk, Westfalen	34
Baden i. S.	48	Rüdersdorf bei Berlin	33,6
Teplitz (vor 1879)	48	Grenelle bei Paris	27,7

Die Temperatur kann ganz bedeutend schwanken, wie zu Herkulesbad bei Mehadia in Süd-Ungarn, wo die Temperaturextreme 17^0 und 41^0 sind, was jedoch eine ungewöhnliche grosse Schwankung darstellt. Wenn die Thermen keine grossen Salzmengen enthalten (sogenannte indifferente Thermen oder Wildbäder, wie Gastein, Lenk, Wildbad in Württemberg), ist keine Grenze zwischen ihnen und den artesischen Brunnen zu ziehen.

Nachstehend sind die Hauptbestandteile einiger der gewöhnlichsten Mineralwässer verzeichnet.

In 100000 Teilen enthält	Alkalescens $Na_2\,CO_3$	Chlor Cl	Schwefelsäure SO_3	Kalk $Ca\,O$	Wasserfreie Salze
Apollinaris	207	82,4	15,9	14,7	364
Biliner	364	23,2	52,5	22,5	496
Emser Kesselbrunnen	173	62,6	3	8,5	283
Karlsbader Sprudel	183	62,5	141,2	16,9	543
Kissinger Racoczy	115	391	62	75,8	856
Marienbader Kreuzbrunnen	228	103	282	29,2	897
Ofener, Hunyadi János	178	79	1968	52	3505
Vichy, Grande Grille	423	32,4	16,4	16,0	525
Wildunger	161	0,5	4,4	27,7	102

Das Chlor und die Schwefelsäure sind hauptsächlich als Chlornatrium und Natriumsulfat vorhanden; in Hunyadi János ist der grosse Schwefelsäuregehalt durch Magnesiumsulfat bedingt.

Stark kalkhaltiges Wasser wird hart, weniger kalkhaltiges weich genannt. Wenn der Gehalt von 100 Litern Wasser 20 g Kalk ($Ca\,O + Mg\,O$) und 50 g an gelösten festen Stoffen übersteigt, so wird das Wasser nicht mehr als ein gutes Trinkwasser angesehen. Bei Gehalt von Magnesia rechnet man, dass 1 g Magnesia ebenso viel zur Härte des Wassers beiträgt wie 1,4 g Kalk. Der Härtegrad eines Wassers wird als Anzahl Gramm Kalk auf 100 Liter Wasser angegeben. Die Kenntnis des Härtegrades des Wassers ist in technischer Hinsicht

von grosser Bedeutung, da die Bildung von Kesselstein in Dampfkesseln damit zusammenhängt. Ein weiches Wasser ist für den Dampfkesselbetrieb von sehr hohem Werte.

Die Mineralbestandteile des Quellenwassers werden oft bei der Mündung der Quelle abgesetzt und werden dann Sinter oder Tuff genannt. Solche Bildungen kommen in recht grossen Mengen in verschiedenen geologischen Schichten vor; sie schliessen häufig interessante Versteinerungen ein von Gegenständen, die ins Wasser gefallen sind (vgl. S. 291).

Bisweilen tritt das Wasser beim Bohren eines Brunnens als Wasserstrahl in die Luft ein. Dies kann davon herrühren, dass der Brunnen in einem Thale liegt, sodass die wasserführende Schicht einen konkaven Bogen bildet, von dem die Teile am Thalrande höher liegen als die Thalsohle. Das Wasser fliesst in diesem Falle aus wie aus der Röhre einer Fontäne, welche mit einem höher liegenden Wasserreservoir in Verbindung steht. Diese Brunnen werden artesische Brunnen genannt und spielen eine recht grosse Rolle in Algier, wo man durch Öffnung von artesischen Brunnen Oasen in der Wüste geschaffen hat.

In anderen Fällen kann das Wasser durch starke Gasentwickelung hinaufgepresst werden, wie bei den Öl- und Naturgas-Quellen.

Öfters kommen Quellen vor, die nicht kontinuierlich fliessen, sogenannte intermittierende Quellen. In anderen Fällen wechselt die gelieferte Wassermenge periodisch. Man kann sich verschiedene mechanische Anordnungen denken, durch welche ein solcher Zustand entsteht, und die vermutlich irgendwie durch den Zufall von der Natur realisiert worden sind.

Flüsse. Die Quellen geben zur Bildung von Bächen Anlass, welche Rinnen in den Boden hineingraben, sodass stetige Wasserläufe, Flussbette, entstehen. Man kann sich vorstellen, dass die Rinne anfangs ganz flach war. Je geringer die Wassermasse oder je schmäler der Wasserlauf ist, desto grösser muss das Gefälle sein, damit sie abfliessen kann. In der Nähe des Meeres, wo mehrere Bäche und Flüsse sich vereinigt haben, ist dieses Flussbett flacher.

Normalgefälle. Nehmen wir an, die Wasserfläche des Meeres sei *HH* (Fig. 139) und ein Teil der festen Erdoberfläche werde plötzlich gehoben, sodass er die Lage *QR* einnimmt. Eine Quelle befinde sich in *Q*, wovon das Wasser längs der schiefen Ebene *QM* zum Meere fliesst, so ist *M* die Mündung des von der Quelle *Q* stammenden Flusses. Das Wasser führt feste Bestandteile mit zum Meere, das anfängliche Flussbett ist *QM*. Allmählich gräbt sich der Fluss eine Rinne. Am Ober-

lauf des Flusses werden Erdpartikelchen abgeschwemmt, um am Unterlauf des Flusses abgesetzt zu werden. Zwischen dem Oberlauf und dem Unterlauf des Flusses liegt eine, häufig lange, Strecke, wo der Fluss bisweilen erodiert, zu anderen Zeiten aber ablagert, dieselbe wird Mittellauf genannt. Infolgedessen baut sich der Strom einen neuen Lauf, $Q_1 M_1$, der im oberen Teile niedriger, im unteren Teile dagegen höher wie QM liegt. Bei noch weiter verlaufendem Prozesse nimmt der Flusslauf eine noch niedriger liegende Rinne, $Q_2 M_2$, ein. Zugleich verschiebt sich die Mündung immer weiter ins Meer hinein. Das Gefälle wird immer steiler im Oberlauf, immer flacher im Unterlauf. Zufolge des steilen Abfalles in der Nähe der Quelle rutschen auch Teile vom Bergrücken hinter Q ab, wodurch die Lage der Quelle stetig sinkt. Der Fluss hat daselbst

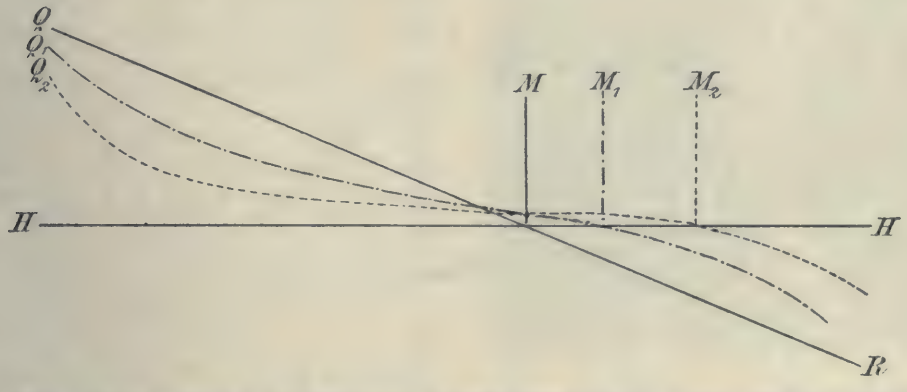


Fig. 139. Schematische Darstellung der Entwickelung eines „Normalgefälles".

den Charakter eines Wildbaches, welcher bei starkem Regen enorm schwillt und wegen des starken Gefälles oft sehr grosse Mengen von Geschiebe heruntertransportiert und als Schuttkegel auf die unterliegende sanftere Böschung ablagert. Solche Schuttkegel werden bisweilen von Nebenflüssen in das Hauptthal hinuntergespült und können dadurch Veränderungen im Laufe des Hauptflusses hervorbringen.

Wenn das Geschiebe im Wildbach den grösseren Teil von seinem Inhalte ausmacht, spricht man von Murbrüchen oder Murgängen. Dieselben richten häufig grosse Verheerungen an.

Die Form, welcher das Stromgefälle zustrebt, wird Normalgefälle genannt. Als Beispiel eines solchen möge nebenstehende Figur, das Gefälle des Wienflusses und seiner Nebenflüsse oberhalb Wiens darstellend, wiedergegeben werden (Fig. 140). Dasselbe hat eine hyberbelähnliche Gestalt mit nahezu konstantem Gefälle im untersten Teil. Zollikofer hat auch dafür eine dementsprechende Formel:

$$h = \frac{m}{n + l} - p\,l$$

vorgeschlagen, worin h die Höhe des Flusslaufes, l die Entfernung von der Quelle, m, n und p Konstanten bedeuten.

In der Wirklichkeit ändert sich die Härte der Unterlage während des Flusslaufes, sodass keine so regelmässige Form desselben, wie die obengenannte, sich entwickeln kann. Das Gefälle braucht demnach nicht kontinuierlich von der Quelle bis zur Mündung abzunehmen, sondern in gebirgigen Gegenden, wo Steine von den Bergabhängen in die Flussrinne hineinfallen, können Stromschnellen und Wasserfälle entstehen.

Oppikofer glaubte, dass die Rinne des Normalgefälles einem Cykloïdenbogen entspreche. Diese Kurve entspricht der Bedingung,

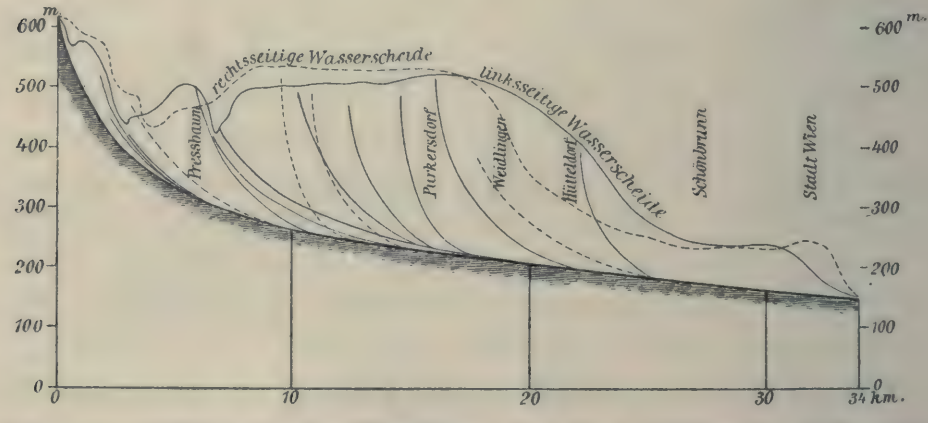


Fig. 140. Gefällskurve des Wienflusses und ihrer Zuflüsse (nach Penck).

dass eine Wasserpartikel, welche in einen Punkt der Rinne fällt, so schnell wie möglich zur Mündung gelangt. Es wird dabei aber vorausgesetzt, dass die Reibung verschwindend sei, was nicht zutrifft. In der That bilden sich die Flussrinnen so aus, dass sie immer geschwinder das Wasser abfliessen lassen.

Dieser Umstand ist gewissermaassen nicht nützlich. Das Binnenland wird ausgetrocknet und bei den Schneeschmelzen entstehen verheerende Überschwemmungen. Die künstliche Drainierung des Bodens trägt auch zum schnellen Abfluss des Regenwassers bei. Dagegen wirken Seen, Sümpfe und Wälder als grosse Regulatoren der Abflussmenge. In den Wäldern ist es nicht nur das Bodenmoos, welches den Regen ansammelt, sondern die Löcher im Boden nach alten vermoderten Wurzeln wirken vielleicht noch kräftiger.

Seitliche Erosion. Gleichzeitig mit der rinnenbildenden Wirkung

des Flusses bewirkt die Verwitterung die Verbreiterung des Flussthales. In der Jugend des Flusses ist die ausgrabende Wirkung des Flusses die vorwiegende. Wenn die Verwitterung sehr gering ist, was z. B. eintrifft, wenn der Fluss durch trockene Gegenden in harten Felsen fliesst, so bildet sich eine Rinne mit steilen Wänden aus, wie dies am meisten typisch in dem Cañon des Coloradoflusses (Fig. 141) hervortritt. Ähnliche Bildungen in geringerer Skala kommen in den „Klammen“ in Europa vor. Der Fluss hat also in seiner Jugend ein Bett, dessen Profil der Figur 142*a* entspricht. In späteren Zeiten entwickelt sich das Flussbett zufolge der Verwitterung und nimmt die Formen *b*, *c* .... *h* nacheinander an.

Fig. 141. Cañon des Coloradoflusses.

In vielen Fällen hat der Fluss das ganze Flussthal ausgegraben. In anderen Fällen, wie häufig in der Schweiz, hat der Fluss eine alte, von geologischen Ursachen herrührende Einbiegung als Flussbett benutzt. In solchen Fällen wird das Flussthal eine Art Kombination der geologischen und hydrographischen Wirkungen.

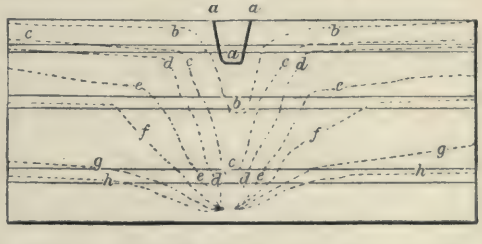


Fig. 142. Schematische Darstellung der Entwickelung eines „jungen“ Flussthales *aa* zu immer „älteren“ Formen (bis *hh*)

Veränderungen im Gefälle. Wenn die Landmasse gehoben wird, so wird der Fluss so zu sagen verjüngt, er fängt an, eine neue Rinne in sein altes breites Thal hineinzuschneiden. Im Gegenteil wenn der Boden sich senkt, tritt das Seewasser in die alten Flussthäler hinein und bildet dadurch ein verzweigtes Fjord-System.

Hebt sich das Land lokal unter einem Fluss, so kann es geschehen, dass der Fluss sein Bett ebenso schnell aushöhlt. Beispiele solcher Wirkung sind die Poprad, welche die Karpathen durchdringt, der den Olympos durchsetzende Salamvriasfluss und der Susquehanna, welcher die

vielen Faltungen des Alleghany-Gebirges überquert. Oder was das gewöhnlichere ist, der Fluss wird aufgedämmt, es entsteht ein See und der Abfluss wird zur Seite abgelenkt.

Durch die Schuttmassen, welche von den Bergen in Flüsse hinunterrutschen, können Flussläufe stark geändert werden. Ebenso können vulkanische Ergüsse quer über Flussbette die Stromverhältnisse ändern. Die grossen Schuttmassen, welche während der Eiszeit abgeladen wurden, veränderten stark die Flussläufe.

In allen diesen Fällen entsteht eine Verjüngung des Flussbettes mit zahlreichen Wasserfällen und Stromschnellen und schwacher Drainierung.

Wasserfälle. Wenn bei der Aushöhlung des Flussbettes verschieden harte Schichten an verschiedenen Stellen des Flusslaufes vorkommen, so entsteht an der Begrenzungslinie ein Wasserfall, oder wenn der Übergang mehr kontinuierlich vor sich geht, eine Stromschnelle. Als typischer Wasserfall kann der Niagara betrachtet werden. Der Niagarafluss fliesst in einem Bett von hartem Kalkstein, unter welchem weichere Schichten liegen. Allmählich bröckelt der Fluss den Kalkstein unter dem Falle herunter und die tiefer liegenden Schichten werden ohne Mühe weggespült (vgl. Fig. 143). Wahrscheinlich werden die weicheren unteren Schichten so ausgewaschen, dass eine Höhlung unter den Kalksteinschichten entsteht, welche dann um so leichter abbröckeln. In dieser Weise schreitet der Niagarafall um etwa 1,5 m pro Jahr zurück. Da die Kalksteinschichten eine geringe Neigung nach dem Inneren des Kontinents besitzen, so sinkt gleichzeitig auch das Flussbett ein wenig und damit der Erie-See. Der Wasserfall ist jetzt 48 bis 50 m hoch, war aber in der ersten Zeit, als der Auslauf 10 km weiter entfernt lag (bei Queenstown), beinahe doppelt so hoch. Man hat daraus berechnet, dass etwa 15000 Jahre vergangen sein sollen, seitdem der Niagarafall anfing, sein Flussbett auszuhöhlen. Dies geschah am Ende der Eiszeit, als das Eis abschmolz und die alte Flussrinne gefüllt zurückliess, sodass der Fluss sich einen neuen Weg bahnen musste. (Dass mehr als 15000 Jahre seit der Eiszeit verflossen sind, wird jedoch von den meisten aus triftigen Gründen angenommen (vgl. S. 405).

Fig. 143. Schematische Darstellung des Niagarafalles. *a* Harter Kalkstein. *b* Weichere Schichten.

In ebenderselben Weise sind die meisten Wasserfälle entstanden (in Gegenden, wo die Vereisung während der Eiszeit auftrat). Das Inlandeis hatte die alten Flussläufe mit Geröll und Geschieben ausgefüllt. Dadurch entstanden beim Zurückziehen des Eises Stauungen des Wassers, mit anderen Worten Seen wurden gebildet. Einige Seen wurden gegen den Eisrand des Eises selbst aufgestaut. Das Wasser musste sich neue Auswege suchen und fiel dann häufig über steile Abhänge und bildete Wasserfälle. Beispiele davon giebt es sehr viele in Skandinavien.

In dieser Weise wurde die Salzach von dem Eise aufgedämmt und bohrte sich ein neues Bett durch die Taxenbacher Kluft. Ihr altes Bett, worin jetzt die Saalach fliesst, hat sie nicht wiedergefunden. Ebenso kann eine Schutt- oder Lavamasse einen Fluss aufdämmen und zur Bildung von Seen und Wasserfällen Anlass geben.

Die ökonomische Bedeutung der Wasserfälle. In den Wasserfällen findet man einen Teil der Sonnenwärme in Form von mechanischer Energie wieder. Die Sonne hebt die Wasserdämpfe, welche in den Bergen als Regen hinabfallen und nachher durch das Flussbett zum Meer zurückkehren Wie oben angedeutet, ist das Gefälle gewöhnlich am grössten im oberen Lauf der Flüsse und folglich wird die im Wasser aufgespeicherte Energie in diesen Teilen am leichtesten zurückgewonnen. Diese Energie wird schon jetzt, besonders in der Schweiz, Norditalien und Teilen von Nordamerika ausgenutzt und obgleich bisher nur sehr geringe Bruchteile der Wasserfallkraft verwendet werden, haben sie schon einen bedeutenden Umschwung der Industrie hervorgerufen.

Um dies zu verstehen, brauchen wir nur daran zu erinnern, wie die jetzige Industrie auf die kohlenproduzierenden Gegenden konzentriert ist, weil daselbst die zur Speisung der Dampfmaschinen benutzte Kohle einen relativ niederen Preis hat. Die ganze Kohlenproduktion der Erde beläuft sich (1900) zu etwa 700 Mill. Tonnen. Wenn diese Kohlenmasse in Dampfmaschinen von sehr guter Konstruktion, welche etwa 0,7 kg pro Pferdekraftstunde verbrauchen, verbrannt werden würde, könnte man daraus etwa 120 Mill. Pferdekräfte bei stetigem Betrieb gewinnen. Man schätzt, dass etwa die Hälfte der Kohlen zu anderen (hauptsächlich Heizungs-) Zwecken verbraucht werden, und dass im Mittel die Maschinen dreimal weniger ökonomisch arbeiten als oben angenommen wurde. (Kleine Maschinen verbrauchen viel mehr Kohle pro Pferdekraft als grosse.) Demnach entspräche die von der jetzigen Industrie verbrauchte Energiemenge etwa 20 Millionen Pferdekräften.

Die Energiemengen, welche sich aus den Wasserfällen gewinnen

lassen, konnten bisher nur roh geschätzt werden. Man ist der Ansicht, dass die benutzbaren Wasserkräfte der Schweiz, Italiens und Frankreichs in jedem der drei Länder zwischen drei und fünf Millionen Pferdekräfte repräsentieren. Die skandinavischen und Alpenländer würden zusammen ohne Zweifel ihren Wasserfällen so viel Energie entnehmen können, dass diese den Kraftbedürfnissen der ganzen jetzigen Weltindustrie entspräche. Wenn man bedenkt, einen wie kleinen Teil diese Länder auf dem Erdball ausmachen, kann man leicht die grosse zukünftige Bedeutung der Wasserfälle für die Industrie verstehen.

Obgleich durch den immer mehr ermöglichten Elektricitätstransport die Energie der Wasserfälle nicht streng an den Produktionsort gebunden ist, so ist doch zur Zeit keine Aussicht vorhanden, dass die Wasserfallenergie eine mit derjenigen der Kohlen vergleichbare Transportfähigkeit erhalten wird. Die Ausnutzung jener Energie wird demnach eine noch stärkere Konzentration der Industrie als der Kohlenverbrauch herbeiführen.

Die Energiemenge eines Wasserfalles wird folgendermaassen berechnet. Eine Pferdekraft entspricht 75 Meterkilogramm pro Sekunde. Wenn demnach ein Fluss n m^3 Wasser pro Sekunde führt und dieses Wasser h m hoch fällt, so ist die Energiemenge E:

$$E = n \,.\, h \,.\, 1000 : 75 = 13{,}3\, n \,.\, h \,.\, \text{Pferdekräfte.}$$

Von dieser Energiemenge verliert man schon einen bedeutenden Teil (im günstigsten Falle etwa 20 Proz.) bei der Übertragung der Kraft auf die Turbinenwelle. Weitere Verluste entstehen bei der Überführung der mechanischen Energie in elektrische und bei dem Transport derselben wie bei ihrer Umsetzung in mechanische Arbeit an der Verbrauchsstelle.

Noch grössere Verluste entstehen durch den ungleichmässigen Zufluss des Wassers. Wenn der Niagarafluss bei dem Niagarafalle gleichmässig fortfliessen würde, so könnte dieser Wasserfall nicht weniger als sieben Millionen Pferdekräfte der Industrie abgeben. Wegen des ungleichmässigen Wasserzuflusses könnte wohl jetzt kaum eine Million Pferdekräfte mit Vorteil abgezweigt werden, wovon bisher nur der zwanzigste Teil „montiert“ ist. Dieses Verhältnis kann sich natürlich mit der Zeit je nach den äusseren Umständen stark verschieben.

Im allgemeinen dienen die Seen in einem Flusssystem als grosse Regulatoren des Wasserzuflusses und die Wasserfälle sind deshalb um so wertvoller, je grösser die oben liegenden Seereservoire sind. In ähn-

licher Weise wirken auch Gletscher und in geringerem Maasse Wälder und Sümpfe.

Der Schlammgehalt der Flüsse wirkt auch ungünstig auf die Turbinen, weshalb die Klärung der Flüsse in einem Seebecken sehr nützlich ist. Unter den grössten Wasserkraftanlagen in Europa sind die Wasserwerke bei Schaffhausen-Neuhausen, Rheinfelden (17000 PK.), Chêvres bei Genf (18000 PK.), Paderno-d'Adda und Vizzola bei Mailand (13000, bezw. 12000 PK.), Jonage bei Lyon (10000 PK.), Etschwerke bei Meran (7200 PK.), Brennerwerke bei Matrei, Tyrol (6000 PK.), Gersthofen bei Augsburg (5000 PK.).

Unterirdische Wasserläufe. In Karstgegenden verschwinden häufig die Gewässer im Boden und haben einen unterirdischen Lauf, wie der Poikfluss in der Nähe von Laibach zweimal unter der Erde verschwindet. Um den Zusammenhang dieser verschiedenen Flussteile zu konstatieren, löst man verschiedene Körper, wie Kochsalz und in neuerer Zeit Fluoresceïn in dem einen Fluss auf und sieht nach, ob der andere Fluss Spuren von dem ausgeschütteten Salz nach einer bestimmten Zeit enthält. Das Fluoresceïn hat auch in den minimalsten Spuren die Eigenschaft, dem Wasser eine stark grasgrüne Färbung zu erteilen.

Auf diese Weise hat man nachgewiesen, dass die Donau und der Rhein in unterirdischer Verbindung stehen. In dem Juragebiet hat man ebenfalls viele unterirdische Verbindungen zwischen den Wasserläufen auf diese Weise entdeckt.

Ablenkung der Flüsse durch die Erddrehung und durch Winde. Wie wir oben (S. 267) gesehen haben, glaubte v. Baer aus theoretischen Gründen schliessen zu können, dass nordsüdlich verlaufende Flüsse ihre rechten Ufer stärker als die linken corrodieren, und er wollte diese Ansicht durch das Verhalten der grossen sibirischen Flüsse bekräftigt sehen. Nun gilt die oben gegebene Ableitung nicht nur wie die von Baersche für nordsüdlich sich bewegende Wässer, sondern für alle Flüsse und Strömungen, sie mögen eine beliebige Richtung haben. Verglichen mit der Schwerkraft (g) ist die ablenkende Kraft (p):

$$\frac{p}{g} = \frac{2.0{,}73.10^{-4} \sin\varphi}{9{,}81} \cdot v = \frac{v \cdot \sin\varphi}{67\,200}.$$

Bei einer geographischen Breite (φ) von 45°, was einigermaassen für Mittel-Europa und Nord-Amerika zutrifft, wäre $\frac{p}{g} = \frac{v}{95}$ ‰. Nimmt

man den Rhein als Beispiel, für welchen im Unterlauf $v = 1{,}5$ m/sek. sein mag, so erhält man $\frac{p}{g} = 0{,}016$ ‰ ($\varphi = 50°$).

Wenn die Schwerkraft allein wirkte, so würde der Flussspiegel senkrecht zur Strömungsrichtung sich horizontal stellen. Zufolge der Einwirkung der ablenkenden Kraft der Erddrehung bildet er einen Winkel ψ mit der wagerechten Linie, der so gross ist, dass

$$tg\,\psi = 0{,}016 \text{ ‰}.$$

Da nun bei Mannheim das Rheingefälle etwa 0,1 ‰ beträgt, so ersieht man aus diesem Beispiel, dass unter günstigen Umständen das von der Erddrehung bewirkte Gefälle von rechts nach links nahezu dieselbe Grössenordnung erreichen kann, wie das Gefälle des Flussbettes.

Man ist dann berechtigt zu schliessen, dass unter Umständen die genannte Kraft einen merklichen Einfluss auf den Flusslauf ausüben kann. Man hat auch gefunden, dass auf der nördlichen Halbkugel die rechten Prallstellen in regulierten Flüssen im allgemeinen etwas tiefer sind als die linken. So z. B. ist für den Rhein auf der Strecke Strassburg-Maxau die mittlere Tiefe der rechten Prallstellen 6,23, diejenige der linken 5,98 m einer Differenz von 4,1 Proz. entsprechend. Für die regulierte Donau bei Wien gelten die entsprechenden Ziffern 6,1 bezw. 5,8 m mit einer Differenz von 5 Prozent.

Diese Wirkung ist jedoch bei den meisten natürlichen Flüssen nur ein Bruchteil von der durch die Schlängelung entstehenden Centrifugalkraft, zu welcher sie sich als ein Korrektionsglied hinzufügt. So fand z. B. Gilbert, dass in den Serpentinen des unteren Mississippi die erodierende Kraft im Mittel um 9 Proz. grösser auf der rechten als auf der linken Seite ist.

Anfangs überschätzte man etwas die Wirkung der Erddrehung, später, als Dunker die viel grössere Bedeutung der Centrifugalkraft bei der Serpentinisierung nachwies, wurden mehrere als Beispiele der erstgenannten Wirkung angesehene Fälle ausgemustert. Auch muss man bei solchen Untersuchungen die verschiedene Härte der beiden Flussufer, die Streichung der Schichten und andere Umstände in Betracht ziehen, welche häufig einen bedeutenden Einfluss auf die Ausgrabung des Flussbettes ausüben.

Auch die Winde können einen Einfluss auf die Uferbildung ausüben, besonders bei Wässern von mässiger Geschwindigkeit. Damit ein merklicher Einfluss ausgeübt wird, muss eine ziemlich ausgeprägte

überwiegende Windrichtung am betreffenden Platze herrschen. Die Winde treiben auch wie in den Seen das Oberflächenwasser gegen die Leeseite hinauf, wo es hinuntersinkt, um in tieferen Schichten zurückzukehren, wodurch Strömungen entstehen.

Die Wassermenge eines Flusses. Um diese Grösse zu ermitteln, braucht man die Kenntnis der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser sich bewegt. Um diese zu messen, hat man verschiedene Apparate, von welchen einige gelegentlich der Bestimmung der Stärke der Meeresströmungen oben erwähnt sind. Um die Oberflächengeschwindigkeit zu messen, kann man am einfachsten die Bewegung von ausgeworfenen Schwimmkörpern zeitlich verfolgen. Ein einfaches, nicht sehr genaues Instrument, um die Geschwindigkeit an beliebigen Stellen zu messen, ist der Stromquadrant, bei welchem man die Abweichung des Aufhängefadens eines Bleilotes von der Lotlinie abliest. Das Lot wird an die Stelle gebracht, an welcher man die Geschwindigkeit messen will. Man nimmt an, dass die Kraft, welche das Lot in Richtung des Stromes treibt, dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional sei. Infolgedessen ist die Geschwindigkeit proportional der Quadratwurzel aus der Tangente des Ablenkungswinkels. Der Proportionalitätsfaktor ist für verschiedene Lote verschieden.

Durch ähnliche Messungen hat man gefunden, dass die Geschwindigkeit allmählich vom Rande oder Boden des Flusses, wo sie Null ist, gegen die Mitte hin zunimmt. Das Maximum der Stromgeschwindigkeit (G_{max}) liegt nicht an der Oberfläche, sondern ein wenig darunter (vgl. Fig. 144).

Von diesem Punkt ab nimmt die Geschwindigkeit G nach allen Seiten hin ab, und zwar lassen sich die Geschwindigkeiten in verschiedenen Tiefen ungefähr durch eine parabolische Linie darstellen, welche ihren Scheitelpunkt in dem betreffenden Punkte besitzt. Auch die Geschwindigkeiten an verschiedenen Stellen eines horizontalen Durchschnittes lassen sich angenähert durch parabolische Linien darstellen.

Aus den ermittelten Geschwindigkeiten an verschiedenen Stellen des Flusses nimmt man ein Mittel, welches die mittlere Geschwindigkeit darstellt. Diese hängt natürlicherweise vom Gefälle (x) und ausserdem von dem Verhältnis der Wassermenge zur Berührungsfläche mit dem Boden des Flusses oder, was dasselbe ist, dem Verhältnis vom Querschnitt (f) und Länge der Begrenzungslinie zwischen Wasser und festem Erdboden (p) ab. Man hat zur Berechnung der mittleren Geschwin-

digkeit (v) mehrere Formeln dargestellt, unter welchen die folgende den Vorzug der Einfachheit besitzt:

$$v = K\sqrt{xf:p.}$$

Das Gefälle wird gleich der Tangente des Neigungswinkels des Flussbettes gesetzt. Die Konstante K wechselt zwischen Werten von 36 für kleine und Gebirgsströme bis etwa 48 für den Unterlauf der Flüsse. Bei viel Geschiebe führenden Gebirgsströmen kann K

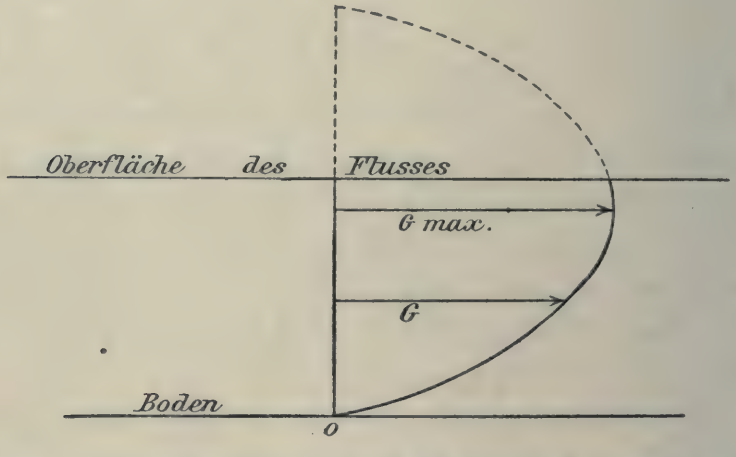


Fig. 144. Geschwindigkeiten in verschiedenen Tiefen eines Flusses.

auf 12 sinken, bei sehr wasserreichen Strömen im Unterlaufe zu 70 steigen. Dabei werden als Einheiten Meter und Sekunde benutzt.

Die pro Sekunde vorwärtsfliessende Menge ist das Produkt von Geschwindigkeit v und Querschnitt J. Sie ist natürlicherweise für verschiedene Ströme sehr verschieden und auch für denselben Strom mit der Jahreszeit sehr veränderlich. In unseren Breiten schwellen die Flüsse häufig enorm zu der Zeit der Schneeschmelze, die jährlichen Überschwemmungen des Nils rühren von dem Märzregen in seinem Quellengebiet her. Als Beispiel solcher Schwankungen möge angeführt werden, dass die Wolga bei Moskau im Mittel 29 m^3 pr. Sek. liefert, während beim Hochwasser im Jahre 1879 die Ziffer auf nahezu den hundertfachen Betrag stieg (2892 m^3 pr. Sek.). Einige Flüsse, wie z. B. in Centralasien, trocknen sogar in den trockenen Jahreszeiten aus.

Als Beispiele der Mächtigkeit der Flüsse mögen einige Ziffern über ihre Wassermengen an der Mündung angeführt werden:

Wolga giebt .	9900 m^3 pr. Sek.	Donau giebt .	8500 m^3 pr. Sek.
Mississippi . .	17440 „ „	Ganges . . .	5800 „ „
Neva	3000 „ „	Indus	5700 „ „
Thames . . .	63 „ „	Nil	3700 „ „
Amazonfluss .	70000 „ „	Hoangho . . .	3300 „ „
Congo	51000 „ „	Rhône . . .	2400 „ „
Yangtse . . .	22000 „ „	Rhein	2000 „ „
La Plata . .	20000 „ „		

Der grösste Fluss von Europa ist die Wolga. Sie liefert dem Kaspischen Meere pro Jahr etwa 312 km^3 Wasser, welches da verdunstet, und noch etwas mehr, indem der Seespiegel dieses Meeres langsam sinkt (er steht jetzt 26 m unter der Oberfläche des Schwarzen Meeres). Woeikoff hat berechnet, dass alle Flüsse der Welt etwa 600000 m^3 pro Sek. oder 16800 km^3 pro Jahr dem Oceane abliefern. Nach einer anderen Schätzung sollte diese Zahl 25000 km^3 erreichen. So gross auch diese Menge ist, so ist sie sehr unbedeutend gegen die Wassermassen, welche von den grösseren Meeresströmungen transportiert werden (vgl. S. 385), sie erreicht nicht den tausendsten Teil vom Golfstrom in der Yucatanstrasse.

Man rechnet, dass ein mässiger Strom mit einer Geschwindigkeit von etwa 2 km pro Stunde fliesst, während die stärksten Ströme eine Geschwindigkeit von etwa 10 km pro Stunde (= 2,8 m pro Sek.) erreichen. (Wildwässer können den doppelten bis dreifachen Wert erreichen.) Damit ein Fluss schiffbar sei, darf sein Gefälle nicht allzu stark sein, sondern geringer als etwa 1 : 5000.

Wasserscheiden. Wieviel Wasser ein Fluss führt, hängt von mehreren Umständen ab. In erster Linie kommt sein Niederschlagsgebiet in Betracht, welches durch die Wasserscheide von dem Niederschlagsgebiet anderer Flüsse geschieden wird. Vordem die Flüsse ihre abtragende Arbeit angefangen haben, z. B. in Skandinavien und dem nördlichen Nordamerika nach Abschmelzen des Inlandeises, ist die Wasserscheide sehr wenig ausgeprägt und besteht häufig aus weit ausgedehnten Sümpfen. Bisweilen fliesst auch ein kleiner Gebirgssee zu zwei verschiedenen Flüssen ab. Später, wenn die abfliessenden Gewässer den Erdboden profiliert haben, wird das Gefälle in den oberen Teilen der Wasserläufe steiler und die Wasserscheide stärker markiert. Zugleich verschiebt sich die Wasserscheide durch die Abtragung des Wassers. Ist die Regenmenge auf der einen Seite der Wasserscheide grösser als

auf der anderen, so ist die Verwitterung auf der ersten Seite im allgemeinen grösser als auf der zweiten und die Wasserscheide verschiebt sich so, dass das Niederschlagsgebiet des zur ersten Seite gehörigen Flusses auf Kosten des anderen wächst. Dasselbe trifft ein, wenn der Boden auf der einen Seite weniger fest ist wie auf der anderen. Durch Durchstechung der Wasserscheide kann das Niederschlagsgebiet eines Flusses plötzlich verändert werden, dies kann natürlicherweise ohne menschliche Hilfe zufolge eines Durchbruchs, gewöhnlicherweise bei Hochwasser, geschehen.

Abflussteil. Nicht alles Wasser, welches in dem Niederschlagsgebiete eines Flusses fällt, wird durch die Flüsse zum Meere transportiert. Eine grössere oder geringere Menge dunstet ab. Dies kann in so hohem Grade der Fall sein, dass das Wasser des Flusses überhaupt nicht zum Ocean kommt, wie es z. B. mit der Wolga, dem Jordan und den Flüssen eines grossen Gebietes in Afrika, Asien, Australien und im Westen Nordamerikas der Fall ist. Das letzterwähnte Gebiet enthält den grossen Salzsee. In älteren Zeiten stand das Wasser, wie alte Strandlinien zeigen, viel höher in diesem See, welcher mit mehreren anderen Seen zusammen einen grossen See, den sog. Lake Bonneville bildete, welcher einen Abfluss zum Golf von Kalifornien hatte. In diesen Zeiten muss der Niederschlag viel reichlicher und das Klima daselbst viel feuchter gewesen sein. Man hat ein paar solcher Schwankungen zwischen feuchtem und trockenem Klima in der erwähnten Gegend nachgewiesen. Das gleiche ist früher mit dem Kaspischen und dem Toten Meere der Fall gewesen.

Meist führt der Fluss einen Teil des Niederschlagswassers zum Meere oder zu einem grösseren Flusse. Man nennt denjenigen Teil des Niederschlages, welcher vom Niederschlagsgebiete weg befördert wird, Abflussteil. Er ist für verschiedene Flüsse sehr verschieden und zwar im allgemeinen um so grösser, je kürzer der Fluss und je feuchter das Klima. So z. B. beläuft sich dieser Teil für die kleinen Nebenflüsse des Mississippi zu 0,9, während er für die grossen Nebenflüsse Ohio, Missouri und Red River auf 0,24, 0,15 bezw. 0,15 sinkt. Für das ganze Mississippigebiet ist der Abflussteil 0,25. Für deutsche Flüsse ist nach Möllendorff der mittlere Abflussteil etwa 47 Proz., nach Gräve nur 31,4 Prozent. Durch die Elbe bei Tetschen fliesst im Mittel 27 Proz. des Niederschlags in dem oberhalb liegenden Niederschlagsgebiete ab. Für die nördlichen Flüsse Skandinaviens steigt dieser Teil noch mehr, z. B. für Lule-elf bei Mälstorp und für Klarelf bei Skåre zu 87 Proz.

Transport von Schlamm und Geschiebe. Das Flusswasser

führt eine sehr grosse Menge von festen Bestandteilen mit sich. Dieselbe ist je nach der Stromgeschwindigkeit sehr verschieden, d. h. sie verändert sich für denselben Fluss mit dem Beobachtungsort und mit der Jahreszeit. So z. B. führt die Rhone bei Lyon nur 1 g feste Bestandteile auf 17000 cm^3 Wasser mit, dagegen weiter unten bei Arles im Mittel 1 g auf 2000. An der letzterwähnten Stelle schwankt die betreffende Zahl zwischen 1 auf 7000 bei niedrigem, und 1 : 230 bei hohem, stark fliessenden Wasser. In exceptionellen Fällen kann diese letzte Ziffer sogar auf 1 : 45 steigen. Die Flüsse von Mittel-Europa sind relativ schlammarm, für gewöhnlich ist ihre Ziffer unter 1 : 10000. Die Alpenflüsse haben häufig die Zahl 1 : 1000. Der Rhein hat vor der Teilung in Holland nur die Zahl 1 : 18000, höher hinauf (bei Bonn) steigt sie auf 1 : 8000, mit Schwankungen zwischen 1 : 4878 und 1: 57800. Die Elbe (bei Hamburg) ist relativ rein, die Ziffer ist nur 1 : 32000, bei Tetschen ist sie 1 : 13000, die Donau hat die Zahl 1 : 7000 bei Budapest und 1 : 2400 bei der Sulinamündung, der Mississippi in seinem niederen Laufe 1 : 1500, Po 1 : 900 und Ganges und Indus sogar 1 : 510 bezw. 1 : 400.

Diese Mengen von festen Substanzen setzen sich an den Flussmündungen in Binnenseen oder im Meere ab, oder auch teilweise in den Flussläufen selbst. In den Seen oder dem Meere entstehen dadurch Deltabildungen. Die Sinkstoffe werden von den Meereswogen und besonders von den Gezeitenwellen in tieferes Wasser geführt, deshalb finden grosse Deltabildungen nur in Seen oder Meeren statt, wo die Gezeiten schwach ausgeprägt sind, wie im Golf von Mexiko, im Mittelmeere, im Schwarzen und Kaspischen Meere, in der Nordsee u. s. w.

Ausser diesen suspendierten festen Teilen enthalten die Flusswässer grosse Mengen von gelösten Substanzen. Als Beispiele mögen folgende Ziffern, welche die Anzahl Gramm von gelösten Körpern pro m^3 angeben, mitgeteilt werden:

Rhein bei Köln	200	Hudson	142
Elbe bei Hamburg	237	Mississippi	170
Weichsel bei Kulm	201	Amazonfluss	59
Dwina	187	La Plata bei Buenos Aires .	237
Rhone bei Lyon	145	Nil bei Kairo	231
Donau bei Budapest . . .	187		

Im Mittel führen die Flüsse gelöste Substanzen etwa zum Betrage 1 : 6000 ihrer Wassermenge.

Nach Springs Schätzung führt die Maas durch die Stadt Lüttich jährlich 362 Millionen Kilogramm feste Körper. Von diesen sind 22 Millionen organische, 238 Millionen suspendierte und 102 Millionen Kilo gelöste anorganische Substanzen. Die Donau führt 14300 Millionen Kilo feste Körper jährlich durch Wien. In 18000 Jahren würde demnach das Niederschlagsgebiet der Donau oberhalb Wiens um 1 m abgetragen werden. Andererseits setzt die Donau ein Delta an ihrer Mündung ab, wodurch die 7 m-Tiefenlinie jährlich sich um etwa 100 bis 125 m verschiebt. Das 25000 km^2 umfassende Deltaland vom Mississippi rückt jährlich um 90 m in den mexikanischen Golf hinaus. Nach den Berechnungen von Mellard Reade führen die drei grossen chinesischen Flüsse Sediment genug, um das Gelbe Meer in etwa 100000 Jahren auszufüllen. Die grösste Deltabildung ist diejenige der beiden Flüsse Ganges und Brahmaputra; sie umfasst nicht weniger als etwa 100000 km^2.

Auch in den Binnenseen kommen mächtige Deltaablagerungen vor. Wenn der See schmal ist, kann es geschehen, dass sich ein Delta an der Mündung des Flusses und ein anderes an der gegenüberliegenden Seite absetzt. Dies trifft z. B. bei Interlaken zu, wo die Thuner- und Brienzer-Seen voneinander getrennt worden sind. In ebenderselben Weise ist der Mezzola-See von dem Comer-See durch eine Deltabildung der Adda getrennt worden. In einem solchen Falle wird allmählich der See in zwei zerlegt. Durch die grosse Zufuhr von Sinkstoffen zu den Binnenseen haben diese nur eine sehr beschränkte Lebensdauer, besonders die kleineren. Binnenseen finden sich in grosser Menge deshalb nur in solchen Gegenden, wo die Flüsse nicht lange ihre Nivellierungsarbeit ausgeführt haben, z. B. in den Teilen der Erde (Skandinavien, Finnland, nördlichen Teile von Nordamerika), wo Eiszeit bis vor, geologisch gesprochen, ganz kurzer Zeit herrschte. Auch in Flussläufen kommen deltaförmige Bildungen vor, z. B. da, wo ein steiler Bergbach in die Ebene tritt.

Im Flusslaufe selbst setzt sich das grössere Gerölle, Sand u. s. w. als Sandbänke an Stellen ab, wo die Stromgeschwindigkeit mässig wird. Besonders geschieht dies, wenn der Fluss über seine Ufer steigt, z. B. zur Zeit der Schneeschmelzung, wobei er für gewöhnlich grosse Mengen von Sinkstoffen mitführt. In dieser Weise bildet der Fluss allmählich eine grosse Ebene, in deren Mitte er durch ein gewöhnlicherweise schlängelndes Flussbett hinzieht. An solchen Stellen, wo der Fluss sich krümmt, setzt er seine Sedimente da ab, wo er am langsamsten fliesst, d. h. wo

die Ufer konvex sind (bei *a*), untergräbt dagegen die gegenüberliegende Stossseite (bei *b* Fig. 145). Dadurch werden die Bogen immer grösser und der Fluss mehr schlängelnd. Der Fluss beschreibt Mäander oder serpentinisiert. Zuletzt passiert es, dass bei einer Überschwemmung das Wasser den kürzeren Weg zwischen den beiden Enden eines Bogens findet und einen Kanal ausgräbt. Der alte Flusslauf wird dann bald in der Nähe des Stromes eingesandet, sodass von dem früheren Flussbogen ein hufeisenförmiger See übrig bleibt (sog. Altwässer (Fig. 146), sie sind längs des Mississippi sehr gewöhnlich). Solche entstehen auch häufig bei Flussregulierungen. Die Altwässer werden häufig zu Hochwasserzeiten durch Sand zugeschüttet und verlieren ihr Wasser, sie werden dann „Rideaus“ oder „Wagrame“ genannt. Solche kommen in der Theissniederung häufig vor, auch am Nordende der oberrheinischen Tiefebene (z. B. alte Neckar- und Mainläufe).

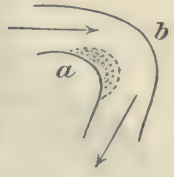


Fig. 145.

Je mehr Sand und Geschiebe ein Fluss enthält, desto kräftiger wirkt er aushöhlend auf sein Flussbett. Nach dem Austritt aus einem See

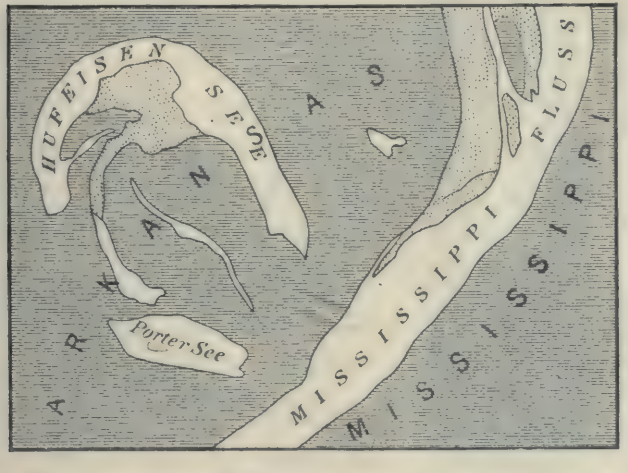


Fig. 146. Hufeisensee und Porter See, „Altwässer“ am Mississippi.

besitzt deshalb der Fluss viel weniger Fähigkeit, sein Flussbett auszumeisseln, wie vorher. Die Vernichtung der Seen hat man deshalb viel weniger der Vertiefung der Flussrinne an dem Ausflusse als der Ausfüllung des Sees beim Einlaufe des Flusses zuzuschreiben.

Auf der Flussebene treten die Nebenflüsse unter sehr spitzem Winkel in den Hauptfluss ein. Das Gefälle ist sehr gering, sodass eine sehr grosse Menge von Sediment beim spitzen Winkel des Einlaufes abgesetzt wird. Dadurch verschiebt sich allmählich die Einlaufstelle gegen

die Flussmündung und es kann so weit gehen, dass die beiden Flüsse sich voneinander trennen und gesondert ins Meer münden.

Die Sedimente bilden in den Flussläufen grosse Bänke, die gewöhnlich abwechselnd auf der einen und der anderen Seite des Flusses liegen (Fig. 147). Diese Bänke wandern allmählich den Fluss hinunter. So z. B. sollen nach Grebenau im mittleren Rhein die Bänke sich jährlich um 200 bis 400 m verschieben. Nach 7 Jahren ist eine Bank an Ort und Stelle der unter ihr liegenden gelangt. Die Bänke der regulierten Donau wandern jährlich etwa 100 bis 140 m. Noch viel rapider bewegen sich die Sandbänke der Loire nach Partiot (vgl. die Tabelle S. 435 oben). Ihre jährliche Bewegung wäre demnach 4000, 1800, 1800 bezw. 730 m. Der Zusammenhang mit dem Gefälle tritt deutlich zu Tage.

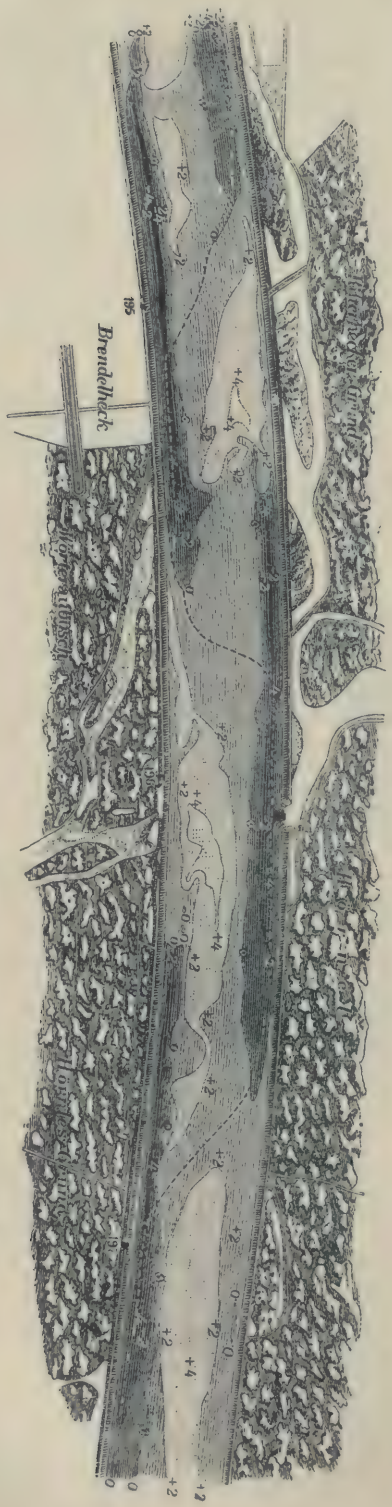


Fig. 147. Sandbänke im Rhein bei Knielingen. Skala 1 : 20000.

Dieses Geschiebe wird auch allmählich zu den Binnenseen oder zum Meere hinausbefördert. Die Menge desselben beträgt für folgende Gebirgsflüsse, berechnet auf jeden ausströmenden Kubikmeter Wasser: Reuss (Urner See) 400 g, Kander (Thuner See) 600 g, Achen (Chiemsee) 250 g. Für gewöhnliche Flüsse im Unterlauf ist dieser Geschiebetransport viel unbedeutender. Wie man daraus ersieht, erreicht seine Bedeutung nicht diejenige des Schlammtransportes. Die Kiesbänke haben oft eine nicht unbedeutende Dicke. So z. B. werden die Kiesbänke der regulierten Donau bei Wien zu einer Mächtigkeit von etwa 4 m geschätzt.

Bei Hochwasser wird ein Teil des Inhaltes der Kiesbänke vom Fluss auf-

gewirbelt und als Schlamm mitgenommen und umgekehrt setzt sich der Schlamm bei Niederwasser auf den Kiesbänken zum grossen Teile ab.

Departement	Gefälle	Tägliche Bewegung Juni — Nov.	Dez. — Mai	Mittel
Loiret	0,45 ‰	3,6 m	18,6 m	1,1 m
Loire et Isère . . .	0,39 „	1,7 „	8,4 „	5 „
Indre et Loire . . .	0,39 „	1,7 „	8,6 „	5,1 „
Maine et Loire . . .	0,28 „	1,9 „	2,4 „	2,1 „

Die maximale Grösse der Geschiebe- und Schlammteile, welche ein Fluss zu befördern vermag, hängt von seiner Geschwindigkeit ab. Es ist natürlich anzunehmen, dass die bewegende Kraft dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional ist. Denn jeder Stoss von einem Wasserteilchen ist seiner Geschwindigkeit (v) proportional und die Anzahl der Stösse unter übrigens gleichen Umständen ebenfalls der Geschwindigkeit proportional. Weiter ist die Treibkraft der gestossenen Oberfläche proportional. Bei gleichgeformten Steinen ist diese proportional dem Quadrate des (grössten) Durchmessers (d), das gehobene Gewicht dem Kubus desselben. Wenn infolgedessen ein Stein gerade vom Wasserstosse bewegt wird, so ist:

$$K \cdot v^2 d^2 = K_1 d^3$$

oder:

$$K_1 d^3 = K_2 v^6,$$

d. h. das Gewicht der fortgeschobenen Stücke wächst proportional der sechsten Potenz der Geschwindigkeit, eine Beziehung, die von Blackwell experimentell bekräftigt ist.

Suchier beobachtete die Grösse des mitgeschleppten Gerölls im Rhein bei Briesach. Bohnengrosse Steine wurden bei einer Geschwindigkeit des Wassers am Boden von 0,9 m pr. Sek. mitgeführt. Bei 1,6 m Geschwindigkeit waren die Steine bis taubeneigross, bei 1,7 m konnten sie bis 1,5 kg wiegen und bei 2,1 m wurde sogar das grösste Geröll mittransportiert.

Das Geschiebe verkleinert sich schnell während des Transportes. So ist (nach v. Hochenburger) die Mittelgrösse des Geschiebes in der Mur:

	bei Graz	Landscha	Leitersdorf	Unter-Mauthdorf
km von Graz	0	43	83	120
	224	117	50	21 cm³.

Die Grösse nimmt nahezu nach einer geometrischen Reihe ab, während die Weglänge nach einer arithmetischen Reihe zunimmt. Zu ähnlichen Resultaten sind Daubrée und Erdmann durch Experimente mit Trommeln oder schaukelnden Trögen gekommen.

V. Die Wellenbewegung des Meeres und der Seen.

Entstehung der Wellen. Wenn ein Windstoss gegen eine glatte Wasseroberfläche trifft, so sieht man erst eine schwache Kräuselung der Fläche, welche dabei eine tiefblaue Färbung annimmt. Hört der Wind auf, glättet sich bald die Oberfläche wieder. Die kleinsten Wellen, welche von Russel den Namen „kapillare Wellen" erhielten, kann man leicht in der Weise zustande bringen, dass man einen in Wasser untertauchenden senkrecht gehaltenen dünnen Draht (unter 1 mm Dicke) mit einer Geschwindigkeit von 0,3 bis 0,5 m pr. Sek. in horizontaler Richtung durch das Wasser führt. Russel maass diese Wellen und fand, dass sie eine Länge von 5—8 mm hatten. Die längsten befanden sich in der Nähe des Drahtes. Etwa zwölf Wellenkämme konnten wahrgenommen werden.

Um solche kapillare Wellen auf einer freien Wasserfläche zu erregen, muss der Wind auch eine Geschwindigkeit von wenigstens 0,2 m pr. Sek. besitzen. Setzt der Wind fort und nimmt an Stärke zu, werden die Wellen immer höher und damit auch länger. Ihre Höhe wächst auch allmählich von der Luvküste ins freie Meer hinaus. Stevenson hat über diesen Umstand Messungen ausgeführt (in den schottischen Fjorden). Er hat folgende Formel gegeben, worin die Wellenhöhe H in Metern, die Entfernung D von der nächsten Küste in Kilometern gezählt ist:

$$H = \tfrac{3}{4} + \tfrac{1}{3}\sqrt{D} - \tfrac{1}{4}\sqrt[4]{D},$$

wonach folgende Einzelwerte berechnet sind:

D	H	D	H	D	H
0	0,75	20	1,71	200	4,52
1	0,83	80	2,23	300	5,48
2	0,92	70	2,84	500	7,05
5	1,12	100	3,28	1000	9,87
10	1,35	150	3,97	2000	13,93

Diese Daten mögen als Relativzahlen betrachtet werden. Die Höhe der Wellen ist nämlich nicht nur von der Windstärke (vgl. unten), sondern auch von der Zeit, während welcher der Wind gewirkt hat, abhängig. Die Werte von Stevenson scheinen ziemlich den Maximalwerten zu entsprechen, welche bei dem höchsten Wellengang auf der See beobachtet werden.

Über den Zusammenhang zwischen Wellenhöhe und Windgeschwindigkeit auf offener See giebt es eine ziemlich grosse Zahl von Beobachtungen, welche bis zum 18. Jahrhundert zurückgehen. Dieselben sind nicht leicht unter einander in Übereinstimmung zu bringen. Die Messungen vom Admiral Coupvent des Bois scheinen nach der Bearbeitung von Krümmel eine sehr einfache Beziehung zwischen Wellenhöhe (H) und Windgeschwindigkeit (V) anzugeben, indem es annähernd zutrifft, dass:

$$H = \tfrac{1}{2} V,$$

wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

$V =$	3	5,5	7	8	10	14	18	25	m.
$H(beob.) =$	1,4	2,0	2,7	3,8	5,2	7,0	9,3	12,0	m.
$H(ber.) =$	1,5	2,7	3,5	4,0	5,0	7,0	9,0	12,5	m.

Zu ähnlichen Beziehungen leitet das von Antoine gegebene Material. Dagegen zeigen die Beobachtungen von Pâris eine bedeutend stärkere Zunahme der Wellenhöhe (H) als die Proportionalität mit der Windgeschwindigkeit (V) verlangen würde, wie aus folgender Tabelle (von Krümmel) hervorgeht, worin (l) die Wellenlänge bedeutet.

	V (met.)	H (met.)			$l : H$		
Seegang		max.	Mittel	min.	max.	Mittel	min.
Sehr hohe See .	16	11,5	7,75	6,5	22,5	19,1	15,4
Hohe See . . .	13	7,5	5,05	3,5	23,0	21,0	15,0
Grobe See . . .	10	6,5	3,55	2,3	30,0	21,6	13,3
Hohe Dünung . .	8	7,0	4,1	3,0	48,6	29,3	18,4
Dünung	7	4,5	2,4	1,0	63,3	32.5	15,3
Leichter Seegang .	6,8	4,0	1,6	0,8	80,0	38,7	21,6

Die Höhe der Wellen kann man in der Weise bestimmen, dass man so hoch in die Wanten des Schiffes hinaufsteigt, bis man gerade, wenn das Schiff in einem Wellenthal sich befindet, über die Wellenberge den Horizont visieren kann. In neuerer Zeit hat man empfindliche Aneroïdbarometer zur Bestimmung der Höhenschwankung des Schiffes ange-

wandt und angenommen, dass diese der Wellenhöhe entspricht. Die so gefundenen Wellenhöhen stimmen mit den nach der alten Methode gemessenen recht gut überein. Wellenhöhen von mehr als 15 Meter dürften nach Schott nie auf dem offenen Meere vorkommen. Sogar Wellen von über 10 Meter Höhe sollen zu den Seltenheiten gehören. In Binnenmeeren sind die Wellenhöhen (auf offenem Meer) noch geringer.

Die Wellenlänge wird so gemessen, dass man zwei Punkte beobachtet, wo sich Wellenberge gleichzeitig bilden. Die beiden Punkte können an der Seite eines Schiffes sich befinden, wenn die Wellen kurz sind, oder der eine Punkt an einem Schiff, der andere an einem in bestimmter Entfernung davon befindlichen mit dem Schiff durch eine Leine verbundenen Schwimmkörper. Die Schwingungsperiode wird aus der Zeit bestimmt, welche vergeht zwischen Ankunft zweier Wellenberge, wobei für die Eigenbewegung des Schiffes korrigiert werden muss.

„Die Wellen im offenen Ocean haben eine Länge von 60 bis 140 Meter, durchschnittlich 90 bis 100 m, eine Geschwindigkeit von 11 bis 15 m pro Sek., eine Periodenlänge von 6 bis 10 Sek. Passatbrisen mässiger Intensität bringen Wellen hervor, deren Länge 35 bis 40 m, deren Geschwindigkeit 7 bis 8 m pro Sek. und deren Schwingungszeit 4,5 bis 5 Sek. beträgt“ (nach Pâris Zusammenstellung). Wellen von 800 m Länge und 24 Sek. Schwingungszeit sind beobachtet, aber äusserst selten.

So lange der Wind dauert, treibt er die Wellen in die Windrichtung. Dabei fasst er die Wassermengen der Wellenkämme und bringt sie zum Überstürzen ins vorangehende Wellenthal. Dieses Überstürzen der Wellen (die „Sturzseen“) bringt die grösste Gefahr für den Segler mit, indem es ganze Schiffe unter Wasser begräbt; die Wucht der herabfallenden Wogen zerbricht im Wege stehende Gegenstände und spült sie mit unwiderstehlicher Kraft über Bord.

Nachdem die Wellen einmal in Gang gesetzt sind, fahren sie fort, eine lange Zeit sich zu bewegen, wie ein Pendel, das in Gang gesetzt ist. Die Reibung des Wassers ist bei dem grossen Durchschnitt der Wellen sehr gering, deshalb hört die Bewegung nur langsam auf. Diese Bewegung wird Dünung genannt. Sie unterscheidet sich von dem ursprünglichen Seegang durch die abgerundeten Wellenkämme, von welchen kein Wasser überstürzt.

Die Dünung kann sich aus einem Gebiet fortpflanzen, wo Sturm herrscht, in ein anderes, wo die Luft relativ ruhig ist. Die Seefahrer schliessen auch häufig aus der Fortpflanzungsrichtung der Dünung, dass

Sturm in der entgegengesetzten Richtung herrscht, wodurch die Dünung gewissermaassen als Sturmwarnungszeichen dient.

Zwei Dünungen können einander kreuzen, oder, was viel häufiger eintrifft, der Wellengang einer Dünung kann den unter dem Einflusse eines Sturmes sich ausbildenden Wellenzug schneiden. Dabei entstehen durch Interferenz Wellen, die im Gegensatz zu den gewöhnlichen, nach parallelen Kämmen angeordneten, Hügel- oder Pyramiden-Form annehmen (Fig. 148.) Dieselben sind viel gefährlicher als die gewöhnlichen Wellen, deren Wucht man zum grössten Teil

Fig. 148. Hügelförmige Wellen von zwei einander kreuzenden Wellensystemen herrührend.

dadurch entgeht, dass man das Schiff senkrecht zu den Wellenkämmen stellt und vor dem Sturme hinläuft („lenzt").

Experimentaluntersuchungen über Wellen. Wenn man von einem festen Punkt z. B. dem Decke eines verankerten Schiffes den Seegang betrachtet und einen Schwimmkörper hinauswirft, sieht man, wie derselbe auf dem Wellenkamm sich vorwärts in der Fortpflanzungsrichtung des Wellenzuges verschiebt, um nachher im Wellenthal ungefähr gleich viel zurückzugehen. Im Ganzen bewegt er sich (wenn ihn der Wind nicht fasst), kaum von der Auswurfstelle weg. Der Schwimmkörper bewegt sich demnach sowohl in vertikaler wie in horizontaler

Richtung hin und her. Ähnlich sind die Bewegungen der Wasserpartikelchen, welche sich demnach in elliptischen oder kreisförmigen Bahnen bewegen.

Zu demselben Schluss ist man durch Studium der Bewegungen von aufgeschlämmten Körpern gekommen, welche in langen Wassertrögen sich befinden, in welchen man durch Zulass von Wasser, Eintauchen von Verdrängungskörpern oder ähnlichen Mitteln eine Wellenbewegung hervorruft. Solche Versuche sind von den Brüdern Weber, von Scott Russel, Hagen u. a. ausgeführt worden. In genügend tiefem Wasser schliesst sich die Bewegung der Wasserpartikelchen um so näher einer kreisförmigen Bahn an, je tiefer sie liegen.

Mit zunehmender Tiefe nehmen aber die Durchmesser dieser kreisförmigen Bahnen schnell ab. Diese Abnahme erfolgt nach einer Formel

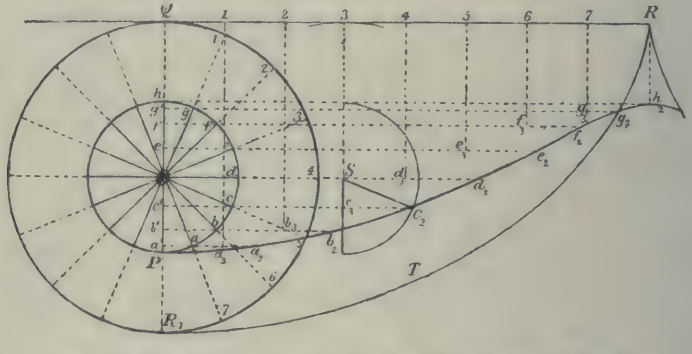


Fig. 149. Trochoïde, Ph_2 und Cykloïde, R_1R.

von Bertin, sodass, wenn l die Länge der Welle darstellt, der Durchmesser in der Tiefe $\frac{1}{9{,}07}\,l$ halb so gross ist wie an der Oberfläche, in der Tiefe $\frac{2}{9{,}07}\,l$ viermal kleiner als oben u. s. w. Die Abnahme geschieht nach einer geometrischen Reihe. In einer Tiefe von 50—100 m ist deshalb der Wellenschlag kaum merklich.

Wenn wir annehmen, dass die Wasserpartikelchen kreisförmige Bahnen beschreiben, so wird die Wellenlinie eine sogenannte Trochoïde bilden (Ph_2 in Fig. 149). Diese Kurve wird von einem Punkte P einer Kreisscheibe QR_1 beschrieben, wenn dieselbe längs der Geraden QR rollt. Ist der beschreibende Punkt P am Umkreise der Kreisscheibe z. B. in R_1 gelegen, so geht die Trochoïde in eine Cykloïde R_1TR über.

Für die Schwingungszeit (t) eines solchen Partikels leitet man in der Mechanik die Beziehung ab:

$$t = \sqrt{\frac{2\,\pi\,l}{g}},$$

worin l die Wellenlänge in Metern, $\pi = 3{,}14\ldots$ und $g = 9{,}81\ldots$ sind. Da nun $v = l/t$ ist, wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenbewegung bedeutet, so folgt:

$$v = \sqrt{\frac{g\,l}{2\,\pi}}.$$

Diese Formel gilt nur so lange die Meerestiefe (h) die Wellenlänge (l) übertrifft. In anderen Fällen erhält man die Formeln:

$$v = \sqrt{g\,.\,h} \text{ bezw. } v = \sqrt{\tfrac{3}{2}\,gh}.$$

Die zweite dieser Formeln soll gelten, falls die Wasserteilchen kreisförmige Bahnen, die erste, wenn sie geradlinige Bahnen beschreiben.

In der Wirklichkeit liegen diese Bahnen zwischen den beiden genannten Extremen. Die Versuche, welche in Wasserrinnen angestellt sind, scheinen sich der ersten Formel (von Lagrange) recht genau anzuschliessen. So fanden die Brüder Weber:

Wassertiefe h . .	2,71	5,41	8,12	10,83	16,24	62,26	cm
Geschwindigkeit v	55	76	85	90	94	172	„
$\sqrt{gh}$	52	73	89	103	126	247	„

Bei den grösseren Tiefen ist die Abweichung bedeutend, wahrscheinlich weil die Wellen nicht genügend lang sind.

Ebenso fand Hagen:

h	2,62	3,92	5,23	6,54	7,85	cm
v	50,5	65,1	72,7	86,8	98,6	„
$\sqrt{gh}$ . . .	50,7	62,0	71,6	80,1	87,8	„

Jedenfalls stimmen die v-Werte besser mit dieser Formel als mit der 23 Proz. höhere Werte ergebenden zweiten Formel.

Auch Scott Russel fand für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Einzelwellen („solitary waves"), die er durch plötzlichen Zulass von Wasser hervorbrachte, folgende Formel geltend:

$$v = \sqrt{g\,(h + p)},$$

worin p die Erhebung der Welle über das mittlere Niveau bedeutet.

Dagegen sind einige Versuche im freien Meere (von Duhil de Benazé und Kapitän Knoop) nicht mit der ersten Formel in Übereinstimmung zu bringen. Wahrscheinlich sind die Versuchsbedingungen den theoretischen Voraussetzungen nicht entsprechend.

Brandungswogen. Eine Welle, die auf eine Untiefe kommt oder gegen ein Ufer schlägt, nimmt eine besondere Form an und wird Brandungswoge genannt. Wenn der Wellenzug gegen einen steilen Felsen schlägt, so wird derselbe nach den gewöhnlichen Gesetzen der Wellenlehre reflektiert und es entstehen in dieser Weise stehende Wellen, welche, theoretisch genommen, nahezu die doppelte Höhe der ursprünglichen

Fig. 150. Brandung an einer seichten Küste.

Wellen erreichen können. Zu dieser Wirkung der Rückwerfung gesellt sich für gewöhnlich eine andere, welche auf der Abnahme der Tiefe beruht. Schon bei gewöhnlichen Wellen werden die Wellenkämme, welche dem Winddrucke mehr ausgesetzt sind wie die anderen Teile der Welle, vom Winde mitgerissen, sodass sie ins nächste Wellenthal hineinstürzen. Dadurch wird das Schäumen der Wellen bedingt. Eine ähnliche Wirkung hat die abnehmende Tiefe. Die Reibung der tieferen Teile der Welle gegen den Boden und gegen die angrenzenden Wasserschichten verhindert das normale Fortschreiten dieser Teile, wodurch die Wellenkämme vorauseilen und umkippen. Dadurch entstehen die schönen Brandungswogen (Fig. 150), welche beinahe immer gegen flache Ufer rollen. Dabei macht sich auch ein anderer Umstand geltend. Bei geringer Tiefe der

See, wie in der Nähe der Küste oder über Untiefen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Quadratwurzel aus der Tiefe umgekehrt proportional. Eine Welle ($A\,A$ Fig. 151), deren verschiedene Teile verschieden tief sind, indem sie sich z. B. gegen eine Küste (K) hin bewegt, wobei die Küstenlinie und der Wellenkamm nicht einander parallel sind, pflanzt sich auf den tieferen Stellen schneller fort wie auf den seichteren, näher der Küste gelegenen. Folglich wird der nächste Wellenkamm nicht $A\,A$ parallel verlaufen, sondern etwa wie $A_1\,A_1$, der danach folgende wird etwa wie $A_2\,A_2$, der danach kommende wie $A_3\,A_3$ verlaufen. Der Wellenkamm verbiegt sich so, dass er zuletzt annähernd der Küste parallel verläuft.

Die Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wasserwellen mit der Wassertiefe erkennt man sehr schön an den Aufzeichnungen über die Wellen der Seebeben (Fig. 112). So lagen z. B. die Wellen-

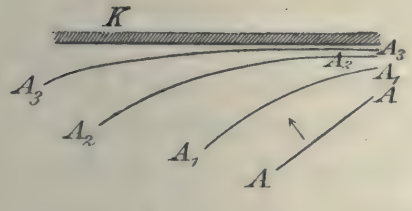


Fig. 151.

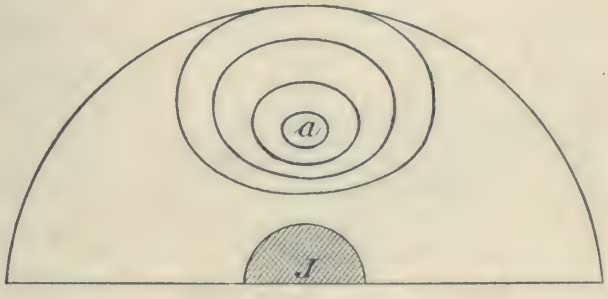


Fig. 152.

kämme gar nicht symmetrisch rund um Krakatau, sondern sie verschoben sich mit einer viel grösseren Geschwindigkeit über den grossen Tiefen des Indischen Oceans als nach anderen Richtungen.

Es ist sehr leicht, diese Verzögerung der Wellen an der Wasseroberfläche einer kreisförmigen Fontäne wahrzunehmen, in deren Mitte eine kleine Insel (J Fig. 152), sich befindet, aus welcher ein vertikaler Wasserstrahl heraussprudelt. Das Wasser möge sonst überall gleich tief sein; von J zur Mitte zwischen J und dem Rande nehme die Tiefe langsam zu. Solche Fontänen sind in Gärten sehr gebräuchlich. Bei leisem Winde fällt der Wasserstrahl unweit der mittleren Insel herunter (bei a). Die dabei entstehenden Wellen pflanzen sich dann mit grösserer Geschwindigkeit zum Rande der Fontaine hin fort als in der Richtung gegen die mittlere Insel. Die Wellenkämme bilden auch nicht Kreise um den Punkt, wo der Wasserstrahl hineinfällt, sondern ellipsenähnliche Figuren um Mittelpunkte, welche näher am Rande der Fontäne liegen, wie die Figur andeutet.

Nehmen wir jetzt an, wir haben eine Untiefe im Punkte X (Fig. 153) und ein Wellenzug komme vom offenen Meere, sodass der Wellenberg die Form einer geraden Linie AA hat. Zufolge der Tiefenverhältnisse, welche als symmetrisch um X gedacht werden, geht der mittlere Teil der Welle etwas langsamer als die äusseren, der Wellenkamm wird nacheinander die Formen 2, 3, 4 und 5 annehmen. Zuletzt zerlegt sich die Welle in zwei, 6 und $6a$, wovon die erste zu den immer mehr kreisrunde Form annehmenden Wellenbergen 7 und 8 übergeht, während $6a$ zu $7a$ und dieser zu $8a$ Anlass giebt, welche immer mehr der ersten Welle AA parallel werden.

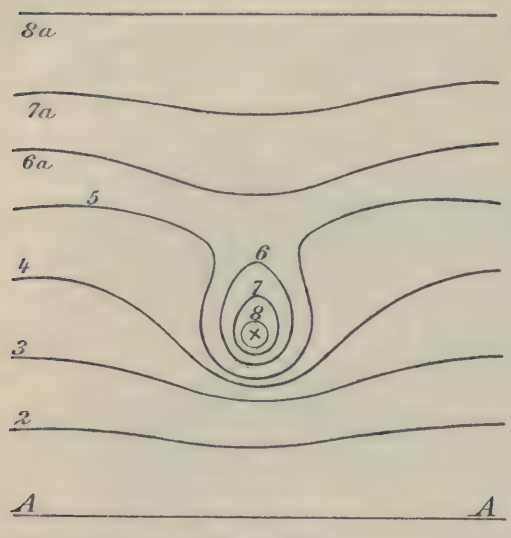


Fig. 153

Die Energie der Welle 6 wird auf die Welle 7 übertragen. Da diese wegen der abnehmenden Fortpflanzungsgeschwindigkeit geringere Wellenlänge besitzt, als die erstgenannte, und ausserdem viel geringere Länge des Wellenkammes, so müssen die Wasserpartikelchen in der Welle 7 in viel heftigerer Bewegung sein, wie diejenigen in 6, d. h. die Wellenhöhe nimmt von 6 bis 7 zu. Noch stärker wird die Zunahme in Welle 8 und wenn zuletzt die Wogen über X zusammenschlagen, können sie eine kolossale Höhe erreichen. Man beobachtet auch über solchen Stellen eine stetige Brandung, wenn auch der See einen noch so leisen Wellengang besitzt. Nach Stevensons Messungen erreicht die Höhe der Brandungswoge das siebenfache der normalen Meereswellen und die höchsten Leuchttürme, die auf Scheeren gelegen sind, wie zum Beispiel der bekannte Turm auf Eddystone bei Plymouth, dessen Feuer 41 m über mittlerem Wasserstand steht, werden gelegentlich von den rasenden Wogen überspült.

An einem langen Ufer kann die Brandung nie diese Gewalt erreichen. Nehmen wir an, die Tiefe nehme proportional der Entfernung (d) von der Küste zu, so wird die Wellenlänge (l) einer gegen das Ufer hineinrollenden Woge der Quadratwurzel aus d proportional sein und da die potentielle Energie jeder Welle gleich sein muss, so nimmt die Höhe der Länge umgekehrt proportional zu, d. h. die Höhe der Brandung wächst annähernd umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus

der Entfernung von der Küste. Wegen der Reibung geht die Zunahme langsamer vor sich.

Man hat die Energie der Brandung mit Hilfe von Federdynamometern zu messen versucht. Das Dynamometer (Fig. 154) war eine an der Hinterseite in einer Kulissenführung bewegliche Metallplatte, welche vertikal gegen den Anprall der Wogen aufgestellt wurde. Dieser war in einem von Stevenson beobachteten Falle so heftig, dass das Dynamometer einen Druck von 30 Metertonnen pro Quadratmeter angab (= 3 kg pro cm^2, also etwa das dreifache des Luftdruckes).

Nach diesen Beobachtungen kann man verstehen, mit welcher gewaltigen Kraft die Brandungswoge die Küste abzutragen vermag. Jeder Wellenkamm stürzt auf das Land ein, in jedem Wellenthal schiebt sich das Wasser hinaus. Die Steinfragmente, welche den Wellen in den Weg kommen, werden gegeneinander gerollt, bis sie abgerundete Formen erhalten. Gleichzeitig zerkleinern sie sich und geben Material zu dem feinsten Meeressande. Die Kraft der Wellen macht sich unter solchen Umständen in der auffallendsten Weise geltend, wenn das Wasser infolge von Flut, Windstau oder niedrigem Barometerdruck (z. B. in der Mitte einer Cyclone) — oder noch mehr durch gleichzeitige Wirkung mehrerer dieser Umstände — höher als gewöhnlich steht, sodass Gegenstände, Bauten u. s. w., welche sonst ausserhalb des Wirksamkeitsfeldes der Wellen stehen, in dieses Feld hineinkommen. Unter solchen Umständen können riesige Verheerungen entstehen.

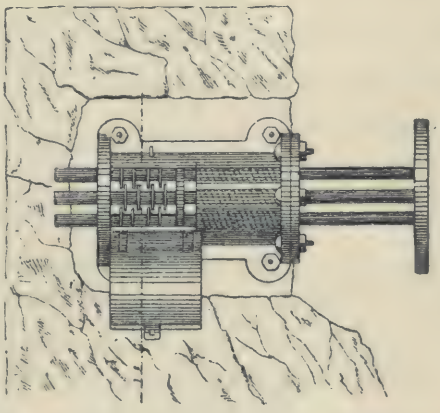


Fig. 154. Stevensons Wellendynamometer.

Das bei den Brandungen vom Ufer zurücklaufende Wasser giebt zu dem sogenannten „Sog“ (Saugen) Anlass, welche bei hohem Seegang eine ernste Gefahr für Badende veranlasst.

Bisweilen bilden sich sogenannte „Seebären“ (Einzelwellen, solitary waves), wie z. B. bei Erdbeben. Häufig kennt man nicht die nähere Ursache dieser Einzelwellen. Sie kommen ganz unerwartet und richten dadurch, wenn sie gegen die Küste schlagen, bisweilen viel Schaden an.

Seespiegelschwankungen. Seiches. Bisweilen, besonders nach starken Luftdruckschwankungen, gerät das Wasser in Binnenseen in stehende Schwingungen, sodass es z. B. an der einen Seite eines Sees

einige cm über, an der entgegengesetzten Seite ebensoviel unter dem mittleren Niveau steht. Diese Erscheinung, welche an die leicht zu erregende Schwankung des Wassers in einer Badewanne erinnert, ist zuerst an schweizerischen Seen, besonders dem Genfer See (wo die Wellenhöhe bis über 1 m erreichen kann) beobachtet worden und hat den da gebräuchlichen Namen Seiches erhalten.

Es können auf dem See eine oder mehrere Knotenlinien entstehen, wo das Wasser in Ruhe bleibt. Der einfachste Fall ist derjenige, dass eine Knotenlinie in der Mitte der See bei K sich befindet (wie in Fig. 155*a*).

Die Fig. 155*b* und *c* zeigen die Einteilung eines Seebeckens mit zwei bezw. drei Knotenlinien. Im Plattensee hat man sogar Seiches mit fünf

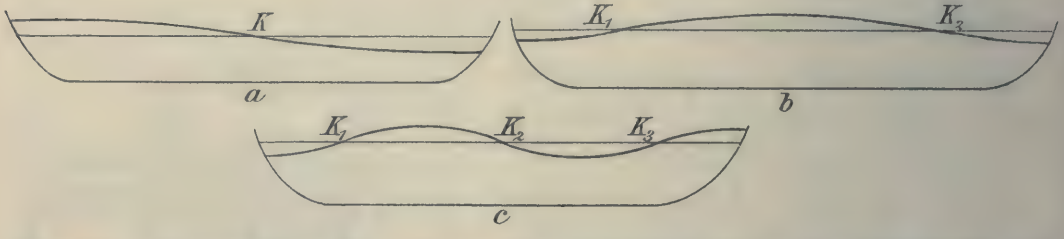


Fig. 155. Schematische Darstellung der „uninodalen“ (*a*), „binodalen“ (*b*) und „trinodalen“ (*c*) Seespiegelschwankung.

Knotenlinien aufgefunden. Die Einteilung ist genau dieselbe wie diejenige einer offenen Pfeife. Die Schwingungszeit gehorcht der Formel:

$$t = \frac{l}{\sqrt{gh}},$$

worin l die Entfernung der beiden Ufer oder für höhere Seiches der Abstand zwischen zwei Bäuchen (oder zwei Knoten = die halbe Wellenlänge) und h die (mittlere) Tiefe des Sees ist.

Die Seiches werden am besten mit Hilfe eines selbstregistrierenden Pegels beobachtet, bei welchem ein Schwimmkörper, der auf der Oberfläche des Wassers ruht, seine Höhe auf einem durch ein Uhrwerk vorwärts getriebenen Koordinatenpapier einzeichnet.

Bei näherer Nachforschung hat man gefunden, dass die Seiches an vielen anderen Stellen als in der Schweiz schon am Ende des 17. Jahrhunderts beobachtet wurden, so z. B. an den grossen amerikanischen Seen und im Wetternsee in Schweden. In späteren Zeiten hat man diese Erscheinung in allen grösseren Seen, die man untersucht hat, nachgewiesen (z. B. im Bodensee, in norwegischen Seen); in letzter Zeit

ist der Starnberger See von Ebert untersucht worden, welcher daselbst Wellenhöhen bis zu 5 cm fand. Die Schwingungszeit ist meistens sehr lang. Für die Hauptschwingung mit einem Knoten beträgt sie z. B. für den Plattensee 12 Stunden, für den Genfer See 73 Minuten, für den Starnberger See 25 Minuten. Die Perioden der höheren Schwingungen sind halb, ein Drittel, ein Viertel u. s. w. so lang. So fand Forel für die zweite Schwingung im Genfer See 35 Minuten.

Bei unregelmässiger Bodenform des Sees können die Oberschwingungen andere Werte der Schwingungszeit annehmen, so z. B. ist die Periodenlänge der ersten Oberschwingung des Starnberger Sees 15,8 Minuten, anstatt 12,5 Minuten, welche Zeit aus der letzten Formel in Übereinstimmung mit dem Werte für die Grundschwingung zu berechnen wäre. Diese Abweichung lässt sich nach Ebert als Folge einer Bodenschwelle im See bei Unter-Zaismering auffassen.

Die Seiches beruhen meistenteils auf Barometerschwankungen, wovon man durch Vergleich von Barogrammen mit den Aufzeichnungen der Pegel sich leicht überzeugen kann. Natürlicherweise kann jede Störung des Gleichgewichts der Wasseroberfläche, wie z. B. Erdstösse, Seiches hervorrufen.

Man hat auch das Vorkommen von Seiches in Meeresengen, wie im Euripus zwischen Negroponte und Griechenland, in dem Malteser See, am Fundy-Bay u. s. w., nachgewiesen. Vielleicht ist ein Teil der „Seebären“ als eine Art Seiches anzusehen.

Beruhigung der See durch Fettschichten. Schon in der alten Zeit scheint es nicht ganz unbekannt gewesen zu sein, dass Ausgiessen von Öl auf die Wellen eine beruhigende Einwirkung auf den Seegang ausübt. Eine ähnliche Wirkung übt Seifenlösung (2—10 Proz.) aus, wobei ohne Zweifel die Seife in der grossen Wassermasse sich zu Öl-, bezw. Palmitinsäure und Lauge umsetzt. Die ausgeschiedene fette Säure wirkt dabei wie eine Ölhaut. Das Öl breitet sich auf das Wasser als eine sehr dünne Haut aus — man ist neuerdings zu Werten von 5.10^{-6} mm der Dicke ähnlicher Häute gelangt.

Über die Art und Weise, wie diese Ölschicht wirkt, ist man nicht ganz einig. Einige meinen, die Luft habe eine geringere Reibung gegen das Öl als gegen Wasser, sodass der Wind nicht die Wellen hervorbringen kann. Diese Deutung scheint nicht genügend zu sein, da rund um die Stelle, wo das Öl ausgegossen wird, sich eine ruhige Stelle in der Mitte der brandenden Wellen ausbildet. Andere glauben, dass die Erscheinung mit der verminderten Oberflächenspannung zusammenhängt.

Es scheint, als ob die Schwingungszeit durch die dünne Ölschicht verändert werden würde und vielleicht in ungleichem Grade je nach der an verschiedenen Stellen verschiedenen Dicke der Ölhaut. Dadurch würde die geölte Stelle verhindert sein, im Takt mit der übrigen Wasserfläche zu schwingen, wodurch bald Beruhigung der Schwingungen eintreten würde. In ungefähr derselben Weise verhält sich das arktische Meer, sobald es von Eisstücken bedeckt ist. Die Partikelchen im Eisstück können nicht dieselben Bahnen beschreiben, wie die benachbarten Wasserpartikelchen, dadurch entstehen Reibungen, welche die Wellenbewegung vernichten. In der That wird der Wellengang nach Aussage der Seeleute in arktischen Meeren stark durch die auf der Oberfläche schwimmenden Eisstücke beruhigt. Ebenso bedient man sich, wenn man Wasser in einem Eimer trägt, eines hölzernen Kreuzes, welches auf die Wasseroberfläche gelegt wird, um das Schwanken des Wassers über die Ränder des Eimers zu verhüten. Die Schwingungen, welche durch die kleinen Stösse beim Gehen dem Wasser mitgeteilt werden, und welche durch eine Art Resonanzerscheinung bei jedem Schritt verstärkt werden, entsprechen nicht den Eigenschwingungen des Holzkreuzes, welches infolgedessen als Dämpfer wirkt. In ebenderselben Weise sollten die Ölpartikelchen nicht die Schwingungen der Wasserpartikelchen mitmachen können. Dabei spielt jedenfalls die Zähigkeit des Öls eine grosse Rolle. Petroleum, das keine besonders grosse Zähigkeit besitzt, ist sehr wenig wirksam, dagegen haben Lein- und Terpentinöl, sowie Fischthran und die Säuren der Seifen, welche alle sehr schwerflüssig sind, eine sehr starke Wirkung.

Man beobachtet häufig auf den Seen blanke Stellen, welche so gut wie keinen Wellengang zeigen, und welche sich von der benachbarten stark gekräuselten Oberfläche unterscheiden. Besonders häufig kommt es vor, dass das Kielwasser eines Bootes eine Zeit lang einen solchen glatten Streifen bildet. Es ist höchst wahrscheinlich, dass dies von kleinen Ölmengen herrührt, welche vom Boot zum Wasser übergehen, z. B. aus der Ölfarbe, aus den Schmiermitteln der Maschinen, besonders der Schraube. Auch für andere ähnliche Fälle ist man der Ansicht, dass eine dünne Fettschicht, wozu das Fett von Tieren oder Algen des Wassers geliefert ist, die blanken Stellen verursachen.

Gezeiten. Die wichtigste Wellenbewegung des Meeres sind die sogenannten Gezeiten. An der Küste der grossen Meere findet man, dass das Wasser periodisch steigt und sinkt mit einer Periode von $12^h\,25^m$. Diese Zeit entspricht genau der halben (scheinbaren) Umlaufs-

zeit des Mondes um die Erde. Man brachte deshalb schon lange diese beiden Umstände in Zusammenhang und nahm an, dass die Gezeiten von dem Monde verursacht werden. Es war Newton vorbehalten, dies näher zu erläutern.

Er ging dabei von folgender Betrachtungsweise aus. Es sei (Fig. 156) $ANBZA$ ein Durchschnitt der Erde. Der Mond befinde sich in der Verlängerung des Durchmessers NZ. Er wirkt anziehend auf eine Partikel in Z ebenso, wie auf eine in A oder in N. Die Anziehung ist aber am grössten auf die Partikel in Z, am geringsten auf diejenige in N, und die Anziehung auf eine Partikel in A kann als die

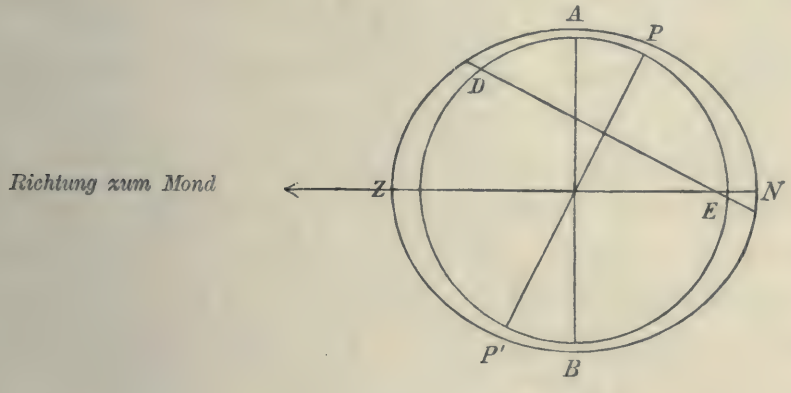


Fig. 156.

mittlere Anziehung des Mondes auf eine Partikel (nehmen wir an, sie habe die Masse Eins) der Erde angesehen werden.

Wenn die Entfernung der Mittelpunkte von Mond und Erde gleich a gesetzt wird, wobei der Erdradius als Einheit genommen wird, so ist der Unterschied d der Anziehung der Masse 1 in Z und A gegen den Mond (Masse m) folgender Bedingung unterworfen:

$$\frac{d}{k} = \frac{m}{(a-1)^2} - \frac{m}{a^2} = \frac{m}{a^2 - 2a + 1} - \frac{m}{a^2} = \frac{m}{a^2}\left(1 + \frac{2}{a} \cdots - 1\right) = \frac{2m}{a^3}$$

Das Anziehungsfeld kann nun dargestellt werden als die Summe von drei Kraftfeldern, ein konstantes Feld, wo überall dieselbe Kraft wie in A wirkt, ein zweites Feld zufolge der Anziehung der Erde und ein drittes Feld, wo die Kraft in Z gleich d ist und gegen den Mond gerichtet, in N auch gleich d aber vom Monde abgewendet. Alle Punkte links von AB in diesem letzten Felde werden nach links gezogen, alle diejenigen rechts von AB nach rechts mit Kräften die der Entfernung von AB proportional sind. Das erste Kraftfeld strebt, die Erde dem Monde zu nähern

und bewirkt die Drehung der Erde um den gemeinsamen Schwerpunkt der Erde und des Mondes. Das zweite Feld bewirkt die Schwere der Körper und das dritte Feld eine geringe Änderung dieser Schwere.

Die Anziehung der Erde ist $g = kM : 1^2$, worin M ihre Masse. Da $M = 80\ m$ ist und $a = 60$, so ersieht man daraus, dass $g = 8640000\ d$ ist, d. h. eine Masse von 8 Kilogramm beim Äquator verliert nicht völlig ein Milligramm an Gewicht, wenn der Mond gerade über ihr steht.

Da nun die grösste Entfernung des Mondes von der Erde 407110 Kilometer, die geringste dagegen nur 356650 Kilometer beträgt, so verändert sich die Kraft d im Verhältnis 1 : 1,49. Sie ist also, wenn der Mond im Perigäum steht, etwa 23 Proz. grösser, wenn er im Apogäum steht, etwa 21 Proz. geringer wie im Mittel.

Wir wollen nun berechnen, um wie viel der Mond die Meeresoberfläche zu heben vermag. Diese Rechnung können wir mit Newton so ausführen, dass wir annehmen, die Deformation der Erde sei proportional der wirkenden Kraft. Wir kennen nämlich die Deformation der Erde (die Abplattung $= \frac{1}{299}$) zufolge der Centrifugalkraft der Erddrehung. Die Centrifugalkraft beträgt (vgl. S. 242) $\frac{1}{289}$ der Schwere, die fluterzeugende Kraft des Mondes $\frac{1}{8640000}$ derselben Kraft. Folglich soll die Abplattung der Erde (falls sie mit vollkommen beweglichem Stoff bedeckt ist, welche Bedingung Wasser genügend erfüllt) zufolge der Flutkraft des Mondes $\frac{289}{8640000} \cdot \frac{1}{299} = 1{,}12 \cdot 10^{-7}$ betragen. Da der Äquatorialhalbmesser der Erde $6{,}378 \cdot 10^6$ m beträgt, so würde demnach die Deformation nicht mehr als 0,714 m erreichen. Diese Ziffer giebt den Niveauunterschied an, wenn der Mond im Zenith und am Horizont steht.

Eine ähnliche Wirkung hat die Sonne; sie liegt uns 392 mal entfernter wie der Mond im Mittel, dagegen übertrifft ihre Masse diejenige des Mondes 2640000 mal. Die Wirkung der Sonne verhält sich demnach zu derjenigen des Mondes wie 2640000 zu $(392)^3$ oder wie 0,438 zu 1. Die Höhe der von der Sonne erzeugten Flutwellen sollte demnach nur 0,313 m erreichen.

Wie wir unten sehen werden, stimmt die Mondwirkung allein an Grösse mit derjenigen überein, welche man thatsächlich an im Ocean gelegenen isolierten Inseln beobachtet. Diese Wirkung gilt nur für Punkte, über denen der Mond im Zenith steht und sie nimmt schnell zur Seite ab. Dieser Umstand, wie auch mehrere Störungen zufolge von Reibung oder ungenügender Breite der Meeresteile, verursacht, dass die beobachtete Wirkung (an stark isolierten Oceaninseln) meist geringer ist (0,3—0,7 m), als die berechnete.

Die Oberfläche der Erde wird nahezu eine Umdrehungsellipsoide mit der längsten Achse nach NZ (Fig. 156) bilden, wenn ihre Form vorher sphärisch war. Bezeichnet h die Erhebung bei Z und bei N, dagegen h_1 die Senkung der Meeresoberfläche bei A und B, so muss die neue Umdrehungsellipsoide hinsichtlich des Volumens gleich der alten Erdkugel (Radius $= R$) sein, folglich:

$$\tfrac{4}{3}\pi(R+h)(R-h_1)^2 = \tfrac{4}{3}\pi R^3$$

oder:

$$h_1 = \tfrac{1}{2}h.$$

Daraus folgt für die Mondwirkung, da $h + h_1 = 0{,}714$ m, $h = 0{,}476$ und $h_1 = 0{,}238$ m.

Durch eine ähnliche Rechnung für die Sonne findet man Werte, die 0,209 bezw. 0,104 m erreichen.

Es ist leicht, die Punkte zu bestimmen, wo die Einwirkung des Himmelkörpers Null ist. Diese Punkte bestimmen die Grenze zwischen Gegenden mit Ebbe und Gegenden mit Flut.

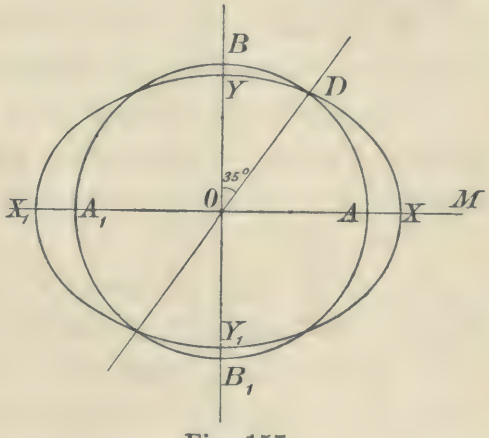


Fig. 157.

Es bezeichne in Fig. 157 BAB_1A_1B den Durchschnitt der Erde, als kugelförmig angenommen, und YXY_1X_1Y den Durchschnitt der elliptischen Meeresoberfläche, welche zufolge des in der Richtung XM stehenden Mondes deformiert ist.

Für den Kreis gilt die Formel:

$$x^2 + y^2 = R^2,$$

für die Ellipse dagegen:

$$\frac{x^2}{(1+2a)^2} + \frac{y^2}{(1-a)^2} = R^2$$

wenn $3a$ die Abplattung ist. Man findet durch Elimination zwischen diesen beiden Gleichungen für den Durchschnittspunkt D:

$$x^2 : y^2 = 1 : 2 = tg^2 BOD.$$

oder:

$$BOD = 35^0 16'.$$

Es entsteht also gerade unter dem Himmelskörper M eine Anschwellung des Meeres, welche einen Winkel von $54^0\,44'$ (DOM) bildet. Der übrige Teil des Meeres hat Ebbe.

Da der Himmelskörper im allgemeinen nicht gerade über dem Äquator steht, zerlegt man seine Wirkung in zwei Komponenten, wovon die eine längs der Erdachse, die andere senkrecht dazu gerichtet ist. Die Flutwirkung der ersten Komponente ist sehr einfacher Natur. Sie besteht in einer Erhebung des Meeres rund um die Pole und einer Senkung desselben in der Nähe des Äquators. Die Zone um den Äquator, welche zufolge dieser Kraft Ebbe besitzt, nimmt eine Breite von $35^0\,16'$ nördl. und südl. vom Äquator ein. Die auf der Parallele $35^0\,16'$ gelegenen Punkte erleiden nie eine Gezeitenwirkung zufolge der längs der Erdachse gerichteten Flutkomponente.

Zufolge der Anwesenheit der Kontinente tritt eine kleine Verschiebung ein. Darwin hat berechnet, dass die neutrale Zone im Atlantischen Ocean auf $34^0\,40'$ n. Br. liegt.

Über diese Flutwirkung superponiert sich diejenige zufolge der in der Äquatorialebene gelegenen Kraftkomponente, welche in einem Mondtag rund um die Erde wandert.

Nun sind die Fluten bei Z (Zenithfluten) und N (Nadirfluten) einander nicht ganz gleich, jedoch ist der Unterschied so gering, dass man ihn nicht bemerkt ($\frac{1}{44}$). Wenn aber die Sonne und der Mond einander unterstützen (bei den Syzygien, wo Erde, Mond und Sonne in gerader Linie stehen), so entsteht eine viel grössere Wirkung, wie wenn sie einander entgegenwirken (bei den Quadraturen). Im ersten Fall spricht man von Springzeit, im zweiten von tauber Zeit (Nippzeit).

Auch die Sonne steht der Erde zu einigen Zeiten etwas näher (am 2. Jan. geht die Erde durch das Perihel) als in anderen. Die dadurch verursachte Schwankung der fluterzeugenden Kraft erreicht nur 10 Proc. des Mittelwertes.

Ausserdem spielen die Perioden ein, welche sich bei der Nutation und Präzession geltend machen und welche 18,6 bezw. 21000 Jahre erreichen. In einer Periode von 21000 Jahren durchlaufen die Gezeiten alle möglichen Kombinationen von verschiedenen Kraftwirkungen der Sonne und des Mondes. Diese Kraftwirkungen können im Verhältnis 1 : 4,5 schwanken.

Gezeiten nach verschiedenen Perioden. Kehren wir jetzt zu unserer Fig. 156 zurück. Es seien P und P^1 die beiden Pole der Erde. Der bei D gelegene Ort wird teils Flut haben, wenn D so liegt wie in

der Figur, teils auch einen halben Mondtag ($12^h\ 25^m$) später, wenn er zum Monde dieselbe Stellung, wie in der Zeichnung der Ort E, einnimmt. Im ersten Fall wird die Flut höchst gering sein, im zweiten Fall ein Maximum erreichen. Man kann deshalb sagen, dass der Ort D zwei Gezeitensystemen unterworfen ist, einem „halbtägigen", bei welchem Flut sowohl in der Stellung bei D und bei E eintrifft, und einem „eintägigen", bei welchem in der Stellung D Ebbe, in der Stellung E dagegen Flut eintrifft. Diese beiden Systeme überlagern einander und bewirken zusammen eine sehr schwache Flut (es kann auch Ebbe eintreffen) in der Lage D, eine sehr starke dagegen in der Lage E.

Die Linie ZN ändert ihre Lage im Verhältnis zur Erdachse PP^1 einmal in jedem tropischen Monat (27,3 Tage) je nach der Deklination des Mondes. Dadurch wird auch das Gezeitenphänomen im Punkte D beeinflusst. Infolgedessen entsteht eine halbmonatliche Schwankung in der Stärke der Gezeiten. Auch diese Schwankung kann als ein eigenes Gezeitensystem aufgefasst werden, welches über die anderen superponiert ist.

Weiter schwankt die Neigung der Mondbahn gegen die Ekliptik in 18,6 Jahren zwischen $+ 5^0\ 8{,}8'$ und $- 5^0\ 8{,}8'$. Die Neigung der Ekliptik gegen den Äquator beträgt $23^0\ 27{,}3'$. Demzufolge schwankt die maximale Deklination des Mondes zwischen den Werten $28^0\ 36'$ und $18^0\ 18{,}5'$. Das halbmonatliche Gezeitenphänomen wird dadurch Schwankungen unterworfen werden, die einer Periode von 18,6 Jahren folgen.

In ebenderselben Weise hängt die 21000jährige Periode der Sonnengezeiten von der gleichzeitigen Schwankung der Sonnendeklination ab.

Die durch diese Umstände erfolgenden Schwankungen können als selbständige langperiodische Gezeiten aufgefasst werden.

Jedenfalls sind die halbtägigen, eintägigen und halbmonatlichen Gezeiten die drei unvergleichlich wichtigsten, deren Berücksichtigung für praktische Zwecke genügend genaue Resultate ergiebt.

Wenn die Schwingungsamplituden der Wasserteilchen sehr erheblich werden, entstehen Erscheinungen, die dem Auftreten von Obertönen, Differenz- und Summationstönen entsprechen. Bei einer vollständigen Behandlung des Gezeitenproblems sind auch diese schwächeren Schwankungen in Betracht zu ziehen. Dies geschieht durch die unten näher zu besprechende harmonische Analyse, mit deren Hilfe man alle diese Variationen voneinander trennen kann.

Neuere theoretische Untersuchungen. Die oben durchgeführten Betrachtungen rühren von der von Newton erdachten soge-

nannten statischen Theorie her. Sie stimmen nur bezüglich der Periodenlänge mit der Erfahrung überein. Dagegen treten die Erscheinungen, wie man schon zu Newtons Zeit kannte, zu ganz anderen Zeiten ein, als die Theorie voraussehen lässt. So z. B. bemerkte schon Newton, dass Springflut in Bristol nicht bei den Syzygien eintritt, sondern erst 43 Stunden später. Auch die halbtägige Periode verhält sich ganz anders als die statische Theorie voraussehen lässt. So z. B. sollten die Zeiten des Hochwassers zur Zeit des Voll- oder Neumondes, die sogenannten Hafenzeiten, für die verschiedenen britischen Hafenorte um weniger als eine Stunde untereinander verschieden sein, während sie, wie die beigedruckte Karte (Fig. 158) zeigt, um mehr als 12 Stunden sich unterscheiden. Eine Betrachtung dieser Karte zeigt deutlich, wie eine Gezeitenwelle von dem Atlanten in den Kanal hineindringt, und zwar mit grösserer Geschwindigkeit in dem tieferen Wasser. Eine andere Gezeitenwelle schiebt sich längs der englischen Ostküste vom Nordatlanten hinein. Zwei ähnliche Wellen dringen von Norden und von Süden in die Irische See hinein.

Es ist offenbar, dass diese Gezeitenwellen als „freie" Einzelwellen aus dem umgebenden Meer hineinwandern, unabhängig von der Stellung des Mondes und der Sonne am Himmel. Die Gezeitenerscheinung auf dem offenen grossen Meer wäre demnach als eine „gezwungene", an der Stellung der Himmelskörper gebundene, Welle anzusehen. Die Gezeitenwellen in den weniger offenen Seitenmeeren wären als von der grossen „gezwungenen" Welle abgezweigte „freie" Wellen zu betrachten.

Es haben viele Mathematiker ersten Ranges, wie Laplace, Young, Airy und andere ihren Scharfsinn auf die Lösung des verwickelten Gezeitenproblems angewandt, und doch kann man kaum sagen, dass seine Rätsel nennenswert vermindert sind. Die Konfiguration der Kontinente und der Verlauf der Meerestiefen, welche beide bei der Lösung des Problems berücksichtigt werden müssen, sind viel zu verwickelt, als das sie mit unzweifelhaftem Erfolg der abstrakten mathematischen Analyse unterworfen werden können.

Da die statische Theorie von Newton unzweifelhaft für ein überall gleich tiefes (nicht allzu seichtes) Weltmeer gelten würde, hat Airy in seiner Kanaltheorie die Gezeitenerscheinung in engen Becken von grosser Länge (Kanälen), die rund um die Erde gehen, betrachtet. Die Annahme von solchen Becken entspricht einigermaassen einigen in der Wirklichkeit vorkommenden Fällen, weshalb die Airysche Theorie eine gewisse Anerkennung gefunden hat.

Es bleibt der reinen Empirie überlassen, die Gezeitenerscheinungen mit Hilfe von registrierenden Pegeln so genau wie möglich zu messen, um die so

Fig. 158.

erhaltenen Resultate mit Hilfe der harmonischen Analyse zu bearbeiten. Durch diese Bearbeitung sind sehr viele interessante Einzelheiten zu Tage befördert und sehr wichtige Fragen, wie wir sehen werden, angeregt worden.

Anwendung der harmonischen Analyse. Um alle diese verschiedenen Einflüsse auseinander zu sondern, hat man zu dem Hilfsmittel der harmonischen Analyse gegriffen, welche in letzter Zeit zur Auffindung und Untersuchung von periodischen Erscheinungen eine immer grössere Verwendung findet.

Diese von Fourier ursprünglich stammende und von Bessel weitergeführte Berechnungsweise gründet sich darauf, dass die Stärke (Amplitude) einer periodischen Erscheinung, deren Periode T ist, nach einer Reihe sich entwickeln lässt, welche folgende Form erhält:

$$H_t = (H) + A_1 \cos \nu t + B_1 \sin \nu t + A_2 \cos 2\nu t + B_2 \sin 2\nu t + \ldots$$

worin H_t die Amplitude der Erscheinung (in diesem Fall die Höhe des Wasserstandes an einem bestimmten Ort an der Küste) zur Zeit t, (H) der Mittelwert der H_t-Werte in einer langen Reihe Beobachtungen von einer ganzen Anzahl Perioden und $A_1, A_2 .., B_1 . B_2 \ldots$ Koeffizienten darstellen, welche die Stärke der Schwankung angeben. ν bedeutet die Zahl $2\pi : T$. Wie aus der Form ersichtlich, erhält H_t denselben Wert, wenn man einmal t, ein anderes Mal $t + T$ oder $t + a\,T$ einsetzt, worin a eine ganze Zahl bedeutet. Dieser Umstand ist nur ein Ausdruck dafür, dass die Erscheinung die Periode T besitzt.

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet man die wahrscheinlichsten Werte der Koeffizienten und findet dafür die folgende Form:

$$A_1 = \frac{2}{n} \sum_{0}^{n-1} H_m \cos \nu\, t_m \,;\; B_1 = \frac{2}{n} \sum_{0}^{n-1} H_m \sin \nu\, t_m.$$

$$A_2 = \frac{2}{n} \sum_{0}^{n-1} H_m \cos 2\,\nu\, t_m \,;\; B_2 = \frac{2}{n} \sum_{0}^{n-1} H_m \sin 2\,\nu\, t_m.$$

n bedeutet die ganze Zahl, welche T am nächsten kommt.

Um die Bedeutung dieser Rechenoperationen zu erläutern, führen wir ein Beispiel aus. Wir wollen nun z. B. die Periodicität nach dem halben einfachen Mondumlauf von $12^h\,25^m$ untersuchen. Nehmen wir an, der Stand des Wassers werde alle halbe Stunden beobachtet, so ist es am einfachsten als Zeiteinheit die halbe Stunde zu nehmen. T wird dann 24,83 und n die nächtsliegende ganze Zahl 25. t möge von einer bestimmten Zeit als Nullwert ab gerechnet werden, z. B. von einer Zeit, in welcher der Mond durch die Meridianebene des Ortes geht

(zu welcher nach der einfachen Newtonschen Theorie Flut eintreffen sollte). Auf jeden halben Mondumlauf kommen also 25 Beobachtungen mit Ausnahme jeder sechsten, auf welchen nur 24 Beobachtungen fallen. Wir ordnen nun eine Tabelle nach dem folgenden Schema:

1.	H_0	H_1	H_2	.	.	.	.	.	H_{23}	H_{24}
2.	H_{25}	H_{26}	H_{27}	.	.	.	.	.	H_{48}	H_{49}
3.	H_{50}	H_{51}	H_{52}	.	.	.	.	.	H_{73}	
4.	H_{74}	H_{75}	H_{76}	.	.	.	.	.	H_{97}	H_{98}
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8.	H_{174}	H_{175}	H_{176}	.	.	.	.	.	H_{197}	H_{198}
9.	H_{199}	H_{200}	H_{201}	.	.	.	.	.	H_{222}	
10.	H_{223}	H_{224}	H_{225}	.	.	.	.	.	H_{246}	H_{247}

Die erste Beobachtung H_0 kommt zuerst und danach alle die in der ersten Periode fallenden bis H_{24}. Die 26. Beobachtung, H_{25}, fällt nahezu eine Periode (fünf Minuten mehr) nach H_0 und wird deshalb unter H_0 geschrieben; dasselbe gilt für die Beobachtung H_{50}, welche zwei Perioden später als H_0 (auf 10 Minuten nahe) eintrifft. Dagegen ist die nächste Beobachtung, welche so nahe als möglich dem Wert H_0 entspricht, nicht H_{75}, welches drei Perioden + 15 Minuten, sondern H_{74}, welches drei Perioden — 10 Minuten später als H_0 eintrifft. Die vierte Reihe fängt also mit H_{74} an und die letzte Stelle der dritten Reihe ist unbesetzt. Wenn man da einen Wert einschalten will, nimmt man den Mittelwert zwischen H_{73} und H_{74}. Die folgenden vier Zeilen enthalten wiederum je 25 H-Werte tabelliert, die danach folgende neunte Zeile wird wie die dritte und die zehnte wie die vierte behandelt u. s. w.

Auf diese Weise kommen unter H_0 alle diejenigen Beobachtungen, welche H_0 am meisten entsprechen (an einer ganzen Anzahl Perioden $\pm$ 10 Minuten nach H_0 angestellt sind). Ebenfalls kommen unter H_1 die anderen Beobachtungen, welche so nahe wie möglich eine ganze Anzahl von Perioden nach H_1 angestellt sind u. s. w.

Wenn nun die Periodicität nach der untersuchten Periode von $12^h\ 25^m$ der alleinige Faktor wäre, welche das Gezeitenphänomen beherrschte, so würden alle Beobachtungen unter H_0 mit dieser gleich sein, oder richtiger einen sehr geringen Unterschied von H_0 zeigen, den Abweichungen von $\pm$ 10 Minuten von den ganzen Perioden entsprechend.

Es zeigt sich aber, dass dies gar nicht zutrifft, und dies hängt von

störenden Umständen ab, welche teils von den anderen periodischen Einflüssen von anderer Periodenlänge (wie Sonnenumlauf, tropischem Monat u. s. w. sich geltend machen), teils auch von zufälligen nicht periodischen Störungen, wie Windrichtung, Barometerdruck u. s. w. herrühren. (Wenn der Wind von der See weht, wird das Wasser gegen das Land aufgestaut, ebenso drückt ein hoher Luftdruck das Wasser herunter, was man am leichtesten an Binnenmeeren, z. B. der Ostsee, nachweisen kann, wo keine merklichen Gezeiten stören.) Wenn man aber eine genügend grosse Anzahl von Beobachtungen besitzt, so gleichen sich diese periodischen und unperiodischen Störungen aus, indem sie ebenso häufig in der einen wie in der andern Richtung liegen, und zwar um so mehr, je länger die Beobachtungsreihe ist.

Ist die Beobachtungsreihe lang genug, so nimmt man als einen nahezu richtigen Wert von H_0 das Mittel aus H_0 und allen anderen Werten, welche unter H_0 stehen. Dieser Mittelwert, den wir künftighin H_0 heissen, wird in die Formeln auf S. 456 unter dem Zeichen Σ eingeführt. In ähnlicher Weise bildet man Mittelwerte H_1, H_2 u. s. w. bis H_{23} und H_{24}.

Mit Hilfe dieser Werte werden jetzt die Koeffizienten A_1, A_2, B_1 und B_2 berechnet nach den Formeln:

$$A_1 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \cos \nu t_m \qquad B_1 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \sin \nu t_m$$

$$A_2 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \cos 2\nu t_m \qquad B_2 = \frac{2}{25} \sum_0^{24} H_m \sin 2\nu t_m$$

u. s. w.

ν ist gleich $2\pi : n$ oder in Bogengraden ausgedrückt $360 : n = 14{,}4^0$, da ja $n = 25$ ist. t_m bedeutet die ganzen Zahlen 0 bis 24. Folglich wird

$$A_1 = \frac{2}{25} (H_0 \cos 0^0 + H_1 \cos 14{,}4^0 + H_2 \cos 28{,}8^0 + \ldots\ldots + H_{23} \cos 331{,}2^0 + H_{24} \cos 345{,}6^0).$$

Nachdem nun A_1 u. s. w. berechnet sind, kann man den Wert H_t anders ausdrücken, nämlich folgendermaassen:

$$H_t = (H) + N_1 \cos \nu (t - \alpha_1) + N_2 \cos 2\nu (t - \alpha_2) + \ldots . \quad (2)$$

worin:

$$N_1 = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}; \qquad N_2 = \sqrt{A_2^2 + B_2^2}, \text{ u. s. w.}$$

$$\operatorname{tg} \nu\, \alpha_1 = \frac{B_1}{A_1}; \qquad \operatorname{tg} 2\, \nu\, \alpha_2 = \frac{B_2}{A_2}, \text{ u. s. w.}$$

α_1 ist die sogenannte Phasendifferenz, welche in diesem Falle angiebt, wie spät die Fluterscheinung nach dem Durchgang des Mondes durch den Meridian sein Maximum erhält (dem höchsten Wasserstande entsprechend). Wenn man diese Verspätung in Stunden ausdrücken will, und α wie gewöhnlich in Bogengraden ausgedrückt ist, so hat man zu bemerken, dass eine Stunde in diesem Falle 28,6° entspricht ($12^h\ 25^m$ entsprechen 360°).

Die mit 2 indicierten Koeffizienten gehören einer eventuellen vierteltägigen Periode an. α_2 ist ebenfalls die Verspätung des Maximums in dieser Periode nach dem Durchgange des Mondes durch den Meridian.

Ob nun die gefundene Periodicität eine reelle Bedeutung hat, oder nur den unvermeidlichen zufälligen Fehlern zuzuschreiben ist, kann man durch Vergleichung der Grösse von N_1 und von N_2 mit dem wahrscheinlichen Fehler dieser Grössen entscheiden. Der wahrscheinliche Fehler r einer einzelnen Beobachtung H_m beträgt nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung:

$$r = \pm\, 0{,}674 \sqrt{\frac{\Sigma\, (\Delta_m)^2}{n - 5}},$$

worin:

$$\Delta_m = (H_m)_{beob.} - (H_m)_{ber.}$$

$(H_m)_{beob.}$ ist der oben gefundene aus den Beobachtungen folgende Mittelwert von H_m, wogegen $(H_m)_{ber.}$ den aus der Formel (2) mit Hilfe der Koeffizienten N_1 und N_2 berechneten Wert darstellt. Δ_m ist also die Abweichung zwischen Beobachtung und Berechnung. Hat man zwei N-Werte (N_1 und N_2), so kommt in den Nenner unter dem Wurzelzeichen im Ausdrucke für r der Wert $(n - 5)$, hat man aber nur einen N-Wert, kommt $(n - 3)$ an Stelle von $(n - 5)$, hat man drei N-Werte, muss man den Wert $(n - 7)$ verwenden u. s. w.

Aus dem wahrscheinlichen Fehler r einer Einzelbeobachtung lässt sich derjenige R eines Koeffizienten N nach folgender Formel berechnen:

$$R = r \sqrt{\frac{2}{n}}.$$

Wenn nun die N-Werte nicht grösser als R sind, ist das Vorhandensein der betreffenden Periode sehr zweifelhaft; ist dagegen $N : R$ eine grosse Zahl, so wächst die Wahrscheinlichkeit der Periodicität schnell mit diesem Werte. Auch wenn $N : R$ geringer ist als 2, kann man noch eine zufällige Periodicität vermuten. Je grösseres Material man verwendet, desto bedeutender muss $N : R$ ausfallen und zwar nahezu proportional der Quadratwurzel aus der Anzahl der benutzten Beobachtungen, wenn eine wirkliche Periodicität vorhanden ist.

Untersuchungen von G. H. Darwin. Diese immer mehr angewandte Methode zur Untersuchung von periodischen Erscheinungen hat Darwin ganz besonders für die Gezeitenerscheinung entwickelt. Die Theorie von Newton, welche später von Laplace, Stokes, Lord Kelvin und Darwin ausgebaut wurde, setzt nun voraus, dass im Meereswasser die Reibung so gering ist, dass die Gezeitenwelle nicht nach der die Gezeiten bewirkenden Kraft verspätet ist. Dies trifft wohl nicht für die Gezeiten von halbtägiger Periode zu, dagegen kann man mit Recht annehmen, dass es für diejenigen, welche von der verschiedenen Entfernung des Mondes und von seiner Deklination herrühren, erfüllt ist.

Was diese langperiodischen Gezeiten angeht, so sollten sie ebenso wenig an der Küste wahrnehmbar sein, wie auf einem Schiffe im offenen Meere, wenn die Erdkruste als eine auf einem flüssigen Erdkern schwimmende Scholle zu betrachten wäre. Man beobachtet nun eine Senkung oder Hebung des Meeres nach diesen Perioden. Folglich muss das Erdinnere weniger leichtflüssig sein wie das Meer. Man kann aber aus der Potentialtheorie mit grösserer Genauigkeit, wie nach der oben ausgeführten Rechnung (vgl. S. 450), ableiten, wie hoch das Meer an der Küste steigen würde, wenn die Erde sich wie ein absolut starrer Körper verhielte. Weil die Erde nicht absolut starr ist, so wird die Gezeitenwelle niedriger erscheinen, als theoretisch berechnet worden ist. Darwins Berechnungen zeigen nun, dass die Welle dieser langperiodischen Gezeiten etwa um 32 Proz. geringer ausfällt, als die Rechnung verlangt. Die Erde giebt also ein klein wenig nach, und Darwin berechnet daraus, dass die Starrheit der Erde ungefähr so gross wie diejenige des Stahls bei gewöhnlicher Temperatur und normalem Druck ist.

Die Zuverlässigkeit dieser Rechnung wird dadurch bedeutend geschwächt, dass die aus Indien herrührenden Beobachtungsreihen eine noch bedeutend grössere Starrheit der Erde ergeben, indem die Nachgiebigkeit derselben nur einem Unterschied von etwa 5 Proz. zwischen Beobachtung und Berechnung entspricht. Die wahrscheinlichen Fehler

der beiden Berechnungen sind so gering, dass ihre Resultate als miteinander unvereinbar zu betrachten sind.

Man muss deshalb nähere Untersuchungen über diese höchst interessante Frage abwarten. Es möge nur darauf hingewiesen werden, dass, wenn man auch eine Starrheit der Erde finden würde, die grösser ausfiele, wie diejenige des festen Stahles, man nicht berechtigt wäre, daraus zu schliessen, dass das Erdinnere fest sei. Flüssigkeiten und Gase bei so hohem Druck und so hoher Temperatur, wie diejenigen, welche im Erdinnern herrschen, können sehr wohl, wie oben bei den Betrachtungen über Vulkanismus gezeigt wurde, sich in dieser Hinsicht ungefähr wie feste Körper verhalten (vgl. S. 283).

Vergleich der Theorie mit der Erfahrung. Bei den Gezeiten von halbtägiger Periode sind die Regelmässigkeiten so stark verwischt, dass die Theorie sehr wenig Hilfe leistet, ausser in der Beziehung, dass die Wellenhöhe einigermaassen der wirkenden Kraft proportional ist. Aber die absolute Höhe und die Eintrittszeit lässt sich nur aus der Erfahrung bestimmen. Nach der Theorie sollte die Gezeitenwelle dem Monde von Ost nach West in seiner scheinbaren täglichen Bewegung folgen. Einigermaassen trifft dies für die südliche Erdhalbkugel zu, wo das Wasser tief genug ist und wenige Kontinente und Inseln stören. Aber auf der nördlichen Halbkugel stimmt nicht einmal die Bewegungsrichtung der Welle mit der Erfahrung. Die Gezeitenwelle, welche südlich von Afrika fortschreitet, sendet eine Abzweigung in den Atlantischen Ocean hinein, welche in den tieferen Stellen viel schneller als an den Küsten fortschreitet, sodass die Fortpflanzungsrichtung bald nach Norden geht, um später nach Nordosten parallell zu der Hauptrichtung der europäischen Westküste abgelenkt zu werden. Zwischen Norwegen, Spitzbergen und Nowaja Semlja ist die Fortpflanzungsrichtung sogar entgegengesetzt der theoretischen, von West nach Ost gerichtet.

Ähnliche Abweichungen, obgleich nicht so auffallend grosse, kommen im Indischen und im nördlichen Stillen Ocean zum Vorschein.

Diese Nachwirkung macht sich besonders im Meer rund um die britischen Inseln geltend. Die Wellenbewegung schreitet da ziemlich schnell in den grossen Meerestiefen rund um Schottland fort und biegt dann in die Nordsee hinein. Ein anderer Teil der Welle geht viel langsamer durch den flachen englischen Kanal und begegnet auf diesem Wege den von Norden kommenden Hauptteil (vgl. Fig. 159 S. 455).

Die Höhe der Gezeitenwellen beträgt auf frei im Meere gelegenen kleinen Inseln nur 0,3—1,0 m. Ganz anders werden die Verhältnisse in

geschlossenen Meeren, welche nur durch eine enge Meeresstrasse mit dem Ocean in Verbindung stehen, wie das Mittelmeer. Längs der spanischen Küste ist die Welle im Mittel etwa 1,5—1,8 m hoch. Dieselbe Höhe gilt für die Aussenseite der Gibraltarstrasse. Durch diese enge Strasse giesst sich das Wasser hinein, breitet sich aus und verliert immer mehr an Wellenhöhe. Ganz umgekehrte Verhältnisse können an solchen Stellen eintreten, wo die Wasserwelle zusammengepresst wird. Am bekanntesten in dieser Hinsicht ist Fundybay in Nordamerika (innerhalb Neuschottland), wo das Wasser bis 15 oder 20 m steigen kann. Unter solchen Umständen geschieht es auch, dass die langsam steigende und sinkende Gezeitenwelle einen plötzlichen Verlauf nimmt und wie eine gewöhnliche Welle in Flussmündungen eindringt (Sprungwelle, mascaret). Diese Erscheinung kommt nicht in deutschen, wohl aber in den meisten französischen Flüssen (nicht in der Loire) vor. Auch in dem englischen Flusse Severn (bei Swansea 9 m, bei Chepstow 15 m Springflut), im Amazonenflusse und den Flüssen des brasilischen Guyana, sowie einigen indischen und anderen asiatischen Flüssen hat man Sprungwellen beobachtet.

Als Beispiele einiger Fluthöhen mögen folgende Werte angeführt werden: Sandwichsinseln 0,28 m, Tahiti 0,3—0,5 m, Fidschiinseln und Neue Hebriden 1,0—1,3 m, St. Helena 1 m, Rodriguez 0,6 m, Azoren und Kanaren 1,5—2,5 m, Boston 3 m, Küste von Neuengland 6 m, Fundy Bay (Mittelwert) 12 m, Brest 4,5 m, Liverpool 6 m, Irische Küste 3 m, London 5 m, westliches Mittelmeer 0,6 m, Genua 0,24 m, Ischia 0,2 m, Venedig 0,5 m, Korfu 0,1 m, Ostsee, dänische Küste 0,3—0,4 m, deutsche Küste 0,1 m (W.) — 0,01 m (O.).

Die Gezeiten sind von grosser Bedeutung für die Schiffahrt. Viele Häfen sind für grössere Schiffe nur bei Flutzeit zugänglich.

Wo das Gezeitenwasser in Flussmündungen hineinsteigt, hemmt es das Hinausfliessen des Flusswassers und durch dieses Stillstehen und die Beimengung von Salzwasser kommt eine starke Sedimentation zustande, wodurch Verkehrswege und Häfen ihre Tiefe einbüssen.

Man hat vielfach vorgeschlagen, die Energie der Gezeitenwellen durch Anlegung grosser Teiche auszunutzen, in welchen das Wasser während der Flutzeit angesammelt werden würde, um nachher während der Ebbezeit ausgelassen zu werden. Der dabei entstehende Wasserfall könnte Mühlen treiben. In Nordamerika (und England) giebt es viele solche Mühlen, sie können aber natürlich nur wenige Stunden im Tage laufen; ihre ökonomische Bedeutung ist mässig.

In den Binnenseen sind die Gezeiten verschwindend. Nur die grossen Seen von Nordamerika zeigen eine Spur davon, in Chicago am Michigansee ist der Höhenunterschied zwischen Ebbe und Flut etwa 4 cm, bei Springzeit 7 cm, im Eriesee etwa 2 cm.

Gezeitenströme. Die Gezeitenwelle auf dem offenen Meere gleicht einer anderen Welle, indem wie bei dieser die Wasserpartikelchen eine elliptische Kurve beschreiben. Diese Wasserteilchen verschieben sich auf dem Wellenkamm in der Fortpflanzungsrichtung der Welle, im Wellensattel dagegen in der entgegengesetzten Richtung. Die Umkehr der Bewegungsrichtung tritt, wie leicht einzusehen, in der Mitte ein zwischen den Zeiten, wobei ein Wasserpartikelchen ihre höchsten und ihre tiefsten Lagen einnimmt. Dies tritt $3^h\ 6^m$ vor und nach der höchsten Flut ein. In diesen Augenblicken „kentert" der Strom.

Ganz anders verhält es sich an solchen Stellen, wo die Gezeitenwelle eine Wassermasse gegen das Ufer oder in eine Bucht hinaufpresst. Da hat das Wasser keinen freien Ausweg zur anderen Seite, sondern, damit das Wasser sinkt, muss es wegfliessen, entgegen der Fortpflanzungsrichtung der Welle zum Meer hinaus. Es kentert in solchen Fällen also der Strom bei dem höchsten und dem niedrigsten Wasserstand.

An seichten Stellen des Meeres oder bei Verengerungen desselben, können Zwischenstufen zwischen den beiden genannten Grenzfällen vorkommen, so z. B. (alle möglichen Übergänge) im englischen Kanal. An der Küste kann eine starke Strömung vorkommen, während in der Mitte des Kanals die grosse Gezeitenwelle in Ruhe bezüglich horizontaler Verschiebung ist. Dadurch erklären sich eigentümlich erscheinende Wirbelströme, welche den Seefahrern daselbst wohl bekannt sind.

Diese Wirbelströme erreichen bisweilen recht grosse Geschwindigkeiten und werden dadurch für Segler, die mit den lokalen Verhältnissen unbekannt sind, gefährlich. Bekannt in dieser Hinsicht ist der „Malström" innerhalb der Lofoteninseln in Norwegen und in noch höherem Grade die Strasse von Messina. Diese Strudel waren den Alten als Scylla (bei der engsten Stelle an der italienischen Seite) und Charybdis (vor dem Hafen von Messina) bekannt. Die Gezeitenströme in der Strasse von Messina erreichen Geschwindigkeiten von 1,5 bis 3,5, stellenweise sogar 5 m pro Sekunde (2,9, 6,8 bezw. 9,7 Seemeilen pro Stunde). Die Fluthöhe schwankt zwischen 5 und 45 cm.

Da die abströmende Wassermasse proportional der Wellenhöhe ist und das Wasserbecken bis zum Boden ausfüllen kann, so muss die Geschwindigkeit der Strömung der Wellenhöhe h direkt und der Tiefe (p)

des Wasserbeckens umgekehrt proportional sein. In der That findet man nach einer einfachen von Comoy eingeführten Betrachtung, dass die Strömungsgeschwindigkeit (v) sich zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit (c) der Flutwelle wie h zu p verhält. Führt man nun $c = \sqrt{gp}$ (vgl. S. 441) ein, so erhält man:

$$\frac{v}{\sqrt{gp}} = \frac{h}{p}$$

oder:

$$v = h\sqrt{\frac{g}{p}}.$$

Ist z. B. für den Kanal $h = 1{,}5$ m und $p = 30$ m, so wird $v = 0{,}858$ m pro Sek. $= 3{,}1$ km pro Stunde (oder 1,66 Seemeilen pro Stunde), eine Strömung, die offenbar für die Seefahrt von Bedeutung ist. In engen Meeresarmen, „Sunds", können noch viel stärkere Gezeitenströmungen vorkommen. Im offenen Meere sind sie ohne Bedeutung (p ist sehr gross, h dagegen gering, für $p = 5000$ m und $h = 0{,}65$ m wird sie etwa 100 m pro Stunde).

Wegen der grösseren Fortpflanzungsgeschwindigkeit in grösserer Tiefe breitet sich die Gezeitenwelle (wie die Brandungswoge) nahezu parallel zur Küste aus. Gute Beispiele dieser Wirkung giebt die Figur 158 betreffs der Küste des Biscayabusens und der portugiesischen und irischen Küste.

Die Gezeitenwelle wird auch, wie andere Strömungen, durch die Erddrehung nach rechts abgelenkt (vgl. oben S. 267). Vermutlich ist dieser Umstand der Grund dafür, dass die vom Südatlanten durch den Kanal hineindringende Welle sich an der holländischen Küste geltend macht, während die vom Norden kommende Gezeitenwelle sich längs der englischen Ostküste entwickelt (vgl. Fig. 158, S. 455).

VI. Die Wechselwirkung zwischen Land und See. Küsten.

Küstenverschiebungen. An der Küste erkennt man sehr häufig, dass die Grenzlinie zwischen Land und Wasser sich allmählich verschiebt. Höher hinauf auf dem Land bemerkt man oft terassenförmige Bildungen, die annähernd horizontal liegen, und welche offenbar alte Strandlinien von Seen sind. Solche kommen sowohl in Amerika, besonders rund um die grossen Seen (der alte Lake Warren) und an der Begrenzung des alten Lake Bonneville vor, als auch in Europa, z. B. in Schweden und Norwegen, wo man die Lage des alten Ufers mit Hilfe dieser Strandlinien rekonstruiert hat. Man bemerkt auch häufig hoch über dem jetzigen Ufer Muschelbänke, wo alte Muschelschalen andeuten, dass die betreffenden Stellen einst unter Wasser lagen.

Viel seltener sind naturgemäss die deutlichen Merkmale von Landsenkungen. Ein klassisches Beispiel einer solchen Senkung giebt der sogenannte Serapistempel bei Puzzuoli (in der Nähe von Neapel).

In diesem Tempel, der jetzt gänzlich über Wasser steht, wie wohl auch bei seiner Erbauung, findet man drei Säulen, welche auf ihrer mittleren Höhe von Bohrmuscheln angegriffen sind. Es muss also dieser Tempel und die umgebende Landmasse in relativ kurzer Zeit einer ganz bedeutenden Senkung und danach einer ungefähr ebenso grossen Hebung unterworfen gewesen sein. An anderen Stellen findet man alte Strassen oder Mosaikböden unter dem Meere, ferner sind Inseln, die den Seefahrern bekannt waren, unter Wasser getaucht, was eine Senkung in historischer Zeit andeutet.

Die ersten direkten Beobachtungen über die Landhebung wurden in Schweden gemacht, indem im Jahre 1731 Wassermarken an Felsen bei der Küste eingehauen wurden. Danach wurde ihre Lage zur Meeresoberfläche der Ostsee zu bestimmten Zeiten beobachtet. Das Maximum der Hebung tritt an dem Nordteil des bottnischen Meerbusens ein, wo

es etwa 1 m in hundert Jahren beträgt, von da ab vermindert sich die Hebung, sodass Schonen beinahe still steht. Die Verschiebung scheint vor hundert Jahren schneller vor sich gegangen zu sein, als in der Gegenwart. Eine ähnliche Hebung ist für die ganze Nordküste Europas charakteristisch, ebenso für die nördlich davon gelegenen Polarinseln. Die britannische Küste scheint abwechselnden Hebungen und Senkungen unterworfen gewesen zu sein; in letzter Zeit scheint die Senkung zu überwiegen. Die Südküste der Ostsee steht still; die Nordseeküste scheint langsam vom Wasser erobert zu werden. Im allgemeinen scheint auch die europäische Atlantküste langsam zu sinken. Dagegen heben sich die grössten Teile der Mittelmeerküste an der europäischen Seite; an mehreren Stellen sind abwechselnde Hebungen und Senkungen konstatiert. Griechenland hebt sich teilweise sehr schnell, wie der vormals enge Pass von Thermopylae zeigt, welcher in eine breite Strandwiese verwandelt ist. Die Küsten des Schwarzen Meeres heben sich ebenfalls.

Ausserhalb Europas sind die auffallendsten Hebungen im japanischen Inselreich, in Südamerika, südlich vom Äquator, an den Ufern des Roten Meeres, an der vorderindischen Halbinsel, an der sibirischen Küste, westlich von Kap Tscheljuskin, an den meisten Teilen der afrikanischen Küste (mit Ausnahme vom Nildelta, Tripolis, Senegambien, Guineabucht und Zanzibar).

Dagegen sinken die Ostküsten der Vereinigten Staaten von Neu-Schottland ab und die oben nicht erwähnten Teile der asiatischen Küste.

Die Landhebung geschah nicht gleichförmig. So haben sich die centralen Teile Nord-Skandinaviens seit Ende der Eiszeit um ungefähr 300 m gehoben, die Küstenlinie weniger, von 0 im Süden bis 250 m im Norden. (Vgl. die beigefügte Karte, welche die seit der Eiszeit geschehenen Höhenänderungen in Skandinavien und umliegenden Ländern darstellt Fig. 159.)

Das Aussehen einer in Hebung begriffenen Küste ist im allgemeinen von demjenigen einer in Senkung begriffenen sehr verschieden. Der Meeresboden ist in den meisten Fällen als nahezu ganz flach zu betrachten, indem seine Unebenheiten durch das ausgespülte Sediment erfüllt werden. Steigt nun ein solcher Meeresboden über die Meeresoberfläche, so zeichnet sich die Küstenlinie durch ihre Einförmigkeit, durch die Abwesenheit von Inseln, ins Meer hinausragenden Felsen und Halbinseln aus. Die Uferbestandteile sind alte Sedimente, Sand und Thon.

Gerade das Gegenteil trifft ein, wenn das Land sich unter den Meeresspiegel senkt. Das Land hat durch die Wirkung des Wassers

eine meistens recht scharfe Profilierung. Teils haben die Flüsse ihr verzweigtes Drainierungsnetz gegraben, teils hat das Wasser (oder das Eis der Eiszeit) die harten Felsen stehen lassen, während es die weicheren Erdbestandteile zum Thal oder zum Meer verschleppt hat. Wenn demnach das Meer über solche alte Landteile steigt, bildet sich ein Archipel von Inseln, fortgesetzt durch weit ins Meer hinausragende Halbinseln; welche früher die Wasserscheide zwischen zwei Flüssen ausmachten.

Als Typen der sich hebenden Küsten können die Westküste der Vereinigten Staaten Nordamerikas und die Küste der baltischen Provinzen angesehen werden. Typen der sinkenden Küsten sind dagegen die Ostküste von Nordamerika und die dalmatinische Küste.

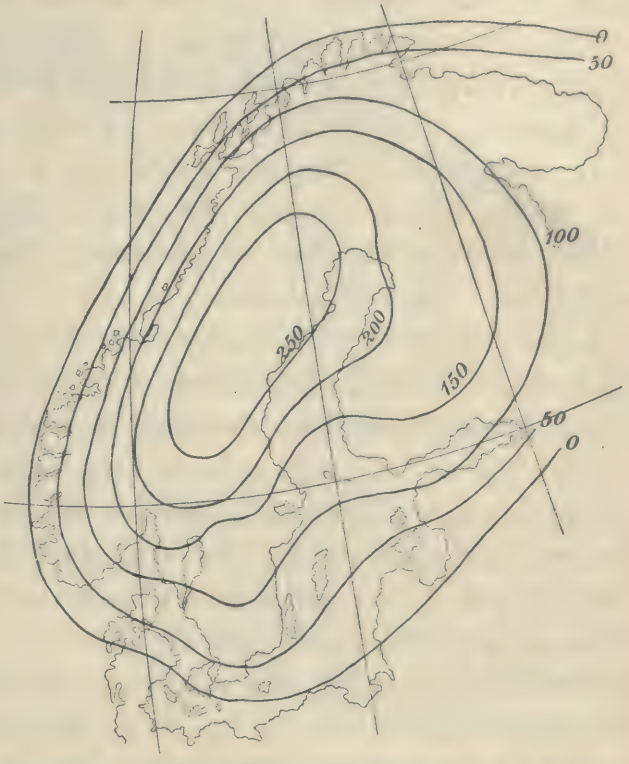


Fig. 159. Hebung Skandinaviens seit der Eiszeit.

Jedoch muss man diese Kennzeichen mit einer gewissen Vorsicht benutzen. So z. B. ist der grösste Teil der schwedischen Küste und die südfinnländische Küste durch ihre Zersplitterung in kleine Inseln und Halbinseln charakterisiert, obgleich sie sich stetig seit Ende der Eiszeit gehoben haben. Dies hängt aber damit zusammen, dass während der Eiszeit die Ostsee nicht eigentlich als See angesehen werden konnte, indem sie das Eis bis Ende der letzten Eiszeit an den genannten Küsten ausfüllte, sodass da kein Absatz von Sediment stattfinden konnte. In der kurzen Zeit, welche nachher verflossen ist, hat die geringe Ablagerung von Sediment nicht die ursprüngliche Profilierung zu verwischen vermocht.

Andererseits zeigt die jütländische Küste, welche in langsamer Senkung begriffen ist, einen nahezu geradlinigen Verlauf. Teils ist hier die sinkende Landmasse ausserordentlich wenig profiliert, teils schwemmen die Wogen den abgetragenen Sand zur Küste zurück und lagern ihn an Einbuchtungen ab, wo er von den Küstenströmungen nicht

weggespült wird. Auf diese Weise kann eine sinkende Küste auch einen geradlinigen Verlauf nehmen.

Die Wogen bearbeiten das Sediment, welches von den Ufern dem Meerwasser zugeführt wird. Bisweilen führen sie dasselbe zu den Meerestiefen hinaus, wenn es aber sehr reichlich zugeführt wird (und die Küste sehr langsam abfällt), bilden sich Deltas an den Flussmündungen oder die Wellen werfen das Material in langen Sandbänken auf, welche als langgestreckte Inseln oder Halbinseln parallel zur Küste laufen, von welcher sie durch seichte Verzweigungen des Meeres getrennt sind. Beispiele solcher Bildungen finden sich an der friesischen Küste und in den Haffen an der Ostsee. Sie sind übrigens an den Küsten sehr gewöhnlich. Diese Sandbänke sind häufig beweglich und wandern, je nach den Meeres- und Luftströmungen, wie die Dünen an der Nordseeküste.

An Stellen, wo die Küsten sehr stark dem Wellenspiel ausgesetzt sind, wie an freiliegenden Inseln, kann die zehrende Wirkung der Wellen ausserordentlich kräftig abtragend wirken. Auch die härtesten Felsen werden von den Wellen untergraben. Diese höhlen grosse Einschnitte im Felsen aus, bis die überliegenden Stücke von der Schwere niedergebrochen werden. Teile von der englischen Küste weichen in dieser Weise um ein paar Meter jährlich zurück. Am meisten bekannt in dieser Hinsicht ist die Insel Helgoland, deren Zerstörung jedoch früher stark überschätzt wurde. Ebenso verliert die Westküste von Schleswig immer mehr.

Einwirkung der Härte der Küste. In Senkungsgebieten macht sich die verschiedene Härte der verschiedenen Gesteine, woraus die Küste zusammengesetzt ist, sehr stark geltend. Die harten, in das Meer hinausragenden Felsen leisten den längsten Widerstand, während zwischen solchen Felsen das Meer schnell die lockeren Materialien wegspült. Dadurch bilden sich zwischen zwei solchen Felsen lange Bogen aus, welche gegen das Meer konkav sind. Die von den Felsen herunterfallenden Fragmente werden von den Wogen bearbeitet und in immer feinere Stücke zersplittert. Diese Splitter werden von den Wellen ins Meer hinausgetragen und teilweise wieder auf die Küste hinaufgespült. Die grössten Fragmente bleiben dann in der Nähe der Felsen liegen und je weiter man sich von ihnen entfernt, desto kleinere Steine umranden die See, bis an der Mitte des Bogens gewöhnlicherweise ganz feiner Sand vorherrscht.

Ausserdem, dass die Abtragung durch die Wellen viel langsamer geht, wenn die Küste aus härterem Material besteht, äussert sich die

Widerstandsfähigkeit der Küste in der Küstenform. Hagen hat die in der Natur herrschenden Verhältnisse experimentell nachzuahmen gesucht. Er legte in seiner Wellenrinne auf die eine Seite eine Sandböschung mit einer Neigung von 17° auf (Fig. 160) und liess die Wellen dagegen

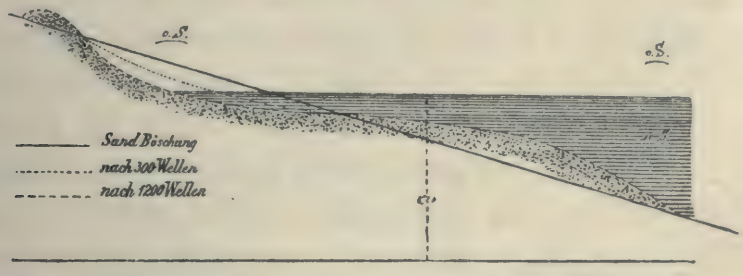


Fig. 160. Wirkung des Wellenschlages auf eine sandige Küste.

schlagen. Die obenstehende Figur zeigt die Veränderung nach 300 und 1200 Wellenschlägen. Die nachfolgende Figur (Fig. 161) zeigt die Wirkung des Wellenschlages auf ein Kiesufer (die Korngrösse des Kieses erreichte etwa 2 mm).

Der Sand oder Kies wird vom Wellenschlag abgetragen und unweit der Küste wieder abgelagert, weil der Sand nicht lange im Wasser zu schweben vermag. Ausserhalb der Küste entstehen gewöhnlich ein oder mehrere Riffe. Der Sand lagert sich nämlich mit Vorliebe ab, wo die zurückfliessende mit Sand beladene Welle des „Sogs" dem nächsten hineinstürzenden Wellenkamm begegnet, wo ein relativer Stillstand der Wassermassen erfolgt. Ein ähnlicher Vorgang kann sich an den nächsten

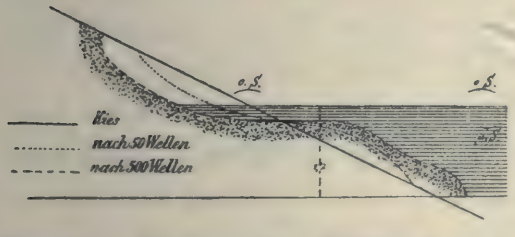


Fig. 161. Wirkung des Wellenschlages auf ein Kiesufer.

Fig. 162. Wirkung des Wellenschlages auf ein Thonufer.

Wellenbergen wiederholen, wodurch mehrere Parallelriffe entstehen. Solche Riffe sind an der jütländischen Küste sehr stark entwickelt und verhindern, dass man auch in kleinen Kähnen den Strand erreichen kann. Sie sind als Badestrand (z. B. bei Sylt) sehr vorteilhaft, für die Schifffahrt dagegen verhängnisvoll.

Die feine Rippelung des Meeresbodens an Sandufern rührt von ähn-

lichen Umständen her. Sie entspricht der Anordnung in parallelen Rippen des feinen Korkstaubes bei dem Kundtschen Schallversuch. Die Rippelung des Meeresbodens ist bisweilen in ziemlich grosser Tiefe — bis gegen 200 m — beobachtet worden.

Etwas anders wie das Sandufer verhält sich das Thonufer (Fig. 162). Die Partikelchen, welche vom Wasser hinausgespült werden, sind so fein, dass sie nicht in der unmittelbaren Nähe der Küste abgelagert werden, es bildet sich kein flaches Ufer mit Riffen, sondern eine konkave tiefe Aushöhlung, welche nach oben mit einem ziemlich vertikalen Abhang der Küste endet. Solche Formen erhalten auch die Moor-, Lehm- und Kreideküsten (z. B. am englischen Kanal, Rügen, Möen etc.).

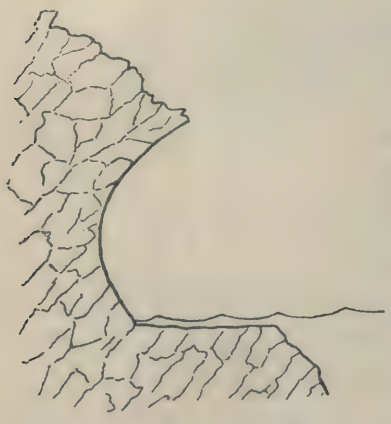


Fig. 163. Wirkung des Wellenschlages auf ein Felsenufer.

Ganz anders verhält sich das Felsenufer; je nach der Richtung der Lagerung können verschiedene Formen entstehen. Neigt sich die Schichtung von der See ab, so entsteht eine stark ausgeprägte Hohlkehle (Fig. 163), neigt sie sich dagegen zum Meer hinaus, so wird das Ufer nicht so stark angegriffen und nimmt die in Fig. 164 angegebene Form an.

Urgesteine und krystallinische Schiefer, die wenig Risse enthalten, wodurch das Wasser sie zerklüften könnte, ragen gewöhnlich wie Massive mit rundlichen Formen aus den Wogen. Abgebröckelte Teile umgeben diese Felsen häufig mit einem Gürtel von Steinblöcken und grossen Steinen, die weiter hinaus im Meer in Sand übergehen.

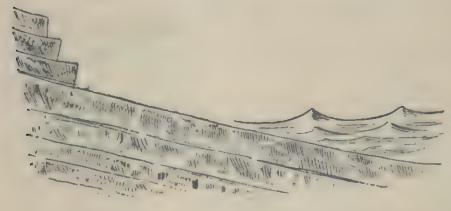


Fig. 164.

Konservierende Wirkung der Organismen. Die Algen des Meeres spielen eine stark konservierende Rolle. Sie werden auf die Küste hinaufgeworfen, etwa so weit als der mittlere Wasserstand reicht oder noch etwas höher. Mit ihren weichen, beinahe gelatinösen Teilen legen sie sich in den Weg des gewaltsamsten Wellenschlages und schützen auf diese Weise die Küste gegen den heftigsten Anprall. Sonst würde die Küste viel schneller demoliert werden.

Einige Bäume, wie der Mangrove, verwandeln allmählich Untiefen

nahe der Küste in sumpfiges Land. Dieser Baum entwickelt Luftwurzeln, welche in seichte Teile des Meeres hineindringen und den auf die Küste aufgeworfenen Schlamm zurückhalten. Nach dem Tode des Baumes bleiben diese Wurzeln stehen und bilden allmählich grosse Sümpfe. In ebenderselben Weise wirken auch andere Bäume. Der Mangrove ist sehr verbreitet in Amerika (z. B. in Florida, vgl. die Abbildung Fig. 165), an der Westküste Afrikas, und in dem Indischen Archipel.

Vielleicht noch kräftiger wirken durch ihre ausserordentlich starke Verbreitung die Gras- und Schilfarten, welche in seichtem Wasser ge-

Fig. 165. Mangrove-Sumpf, Florida.

deihen. Sie verhindern das Ausschwemmen des Sedimentes mit den Flüssen und bilden ausgedehnte Sümpfe an der Grenze gegen das Meer.

Auch Tiere sind bei der Bildung von Küsten sehr wirksam. In aller erster Linie sind in dieser Beziehung die Korallen zu nennen. Sie treten nur in den warmen Zonen auf, weil sie in einem Wasser von niederer Temperatur als 20^0 C. nicht gedeihen können. Tiefer als 30 m unter dem Wasserspiegel können sie auch nicht leben. Nach ihrem Tode geben sie zu Kalksteinbildung Anlass. Die Kalkbäume der Korallen gedeihen längs der Küste und bilden lange Riffe (Fig. 166). Bisweilen liegen die Korallenriffe in einiger Entfernung von der Küste, sie werden dann Barrierenriffe genannt. Ein solches läuft etwa 1400 km längs der australischen Küste in einer Entfernung, welche bisweilen 80 km erreichen kann. Seine Breite an der Meeresoberfläche übersteigt selten 2 km.

In vielen Fällen liegen solche Korallenbildungen isoliert im Ocean und bilden sogenannte Atollen, ringförmige schmale Riffe, welche einen seichten Salzsee einschliessen, der an einer oder einigen wenigen Stellen mit dem Meere in Verbindung steht.

Da alte Korallenbäume viel tiefer als 30 m unter der jetzigen Meeresoberfläche und in Gegenden (z. B. Spitzbergen), wo jetzt die Temperatur weit unter 20° C. liegt, in älteren geologischen Epochen vorkamen, so kann man aus diesen Umständen schliessen einerseits, dass der Meeresboden sich stark gesenkt hat, andererseits, dass an den be-

Fig. 166. Korallenriff.

treffenden Stellen in den erwähnten geologischen Zeiten eine viel höhere Temperatur wie jetzt herrschte. Die alten Korallenbäume sind deshalb von der allergrössten Bedeutung für die Kenntnis der Entwickelung der Erde.

Sehr bekannt ist die Darwinsche Hypothese, dass die jetzigen Atollen oder Ringriffe, die hauptsächlich im Stillen Ocean vorkommen, einst Küstenriffe um eine centrale Insel waren. Dieselbe versank allmählich durch Bodensenkung in die Meerestiefe, während die Korallen immer weiter ihre Bäume auf den absterbenden unteren Teilen in die Höhe bauten. Diese sinnreiche Hypothese ist jedoch nicht unwidersprochen geblieben, so plausibel sie auch erscheint.

PLEASE DO NOT REMOVE
CARDS OR SLIPS FROM THIS POCKET

UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY

QC
806
A77
t.1

Arrhenius, Svante August
Lehrbuch der
kosmischen Physik

P&ASci